www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

JAARGANG 25, 1963, no. 8 blz. 241-276 Verschenen 16 januari 1964

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELEND TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUKTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

RADAR MET 4-mm-GOLVEN

door H. ALLARIES *).

621.396.967.029.65

Radarinstallaties met een golflengte van 8 mm vinden thans reeds toepassing in die gevallen waarin binnen een beperkt gebied een grote mate van detailweergave wordt verlangd, zoals b.v. bij het manoeuvreren van schepen in smalle en drukke vaarwaters. Dit artikel beschrijft een experimentele radarinstallatie voor een golflengte van 4 mm, die in het Natuurkundig Laboratorium is gebouwd, gebruik makende van enkele nieuwe buizen, waaronder een 4-mm-magnetron en een 4-mm-reflexieklystron. De radarbeelden die met behulp van deze installatie werden verkregen, tonen aan dat de dracht van de installatie beperkt is tot enkele kilometers, doch dat de detailweergave op korte afstanden bijzonder groot is.

Inleiding

Voor radarinstallaties zijn thans een aantal golflengtegebieden in gebruik. De keuze hiervan wordt bepaald door het werkingsgebied waarvoor de installatie is bedoeld. Waarnemingen op afstanden tot enige honderden kilometers geschieden met behulp van golven van 25 cm lengte [1]) en langer, afstanden tot ongeveer 100 km bestrijkt men met 10-cm-golven, daarbeneden komen 3-cm-golven aan bod, enz. In het algemeen kan men zeggen, dat bij verkorting van de golflengte de dracht van de installatie afneemt. Daartegenover neemt het scheidend vermogen, d.w.z. het vermogen om dicht bij elkaar gelegen objecten afzonderlijk op het scherm af te beelden, toe.

Dit heeft ertoe geleid om voor een aantal bijzondere toepassingen, zoals op schepen die in nauwe en drukke vaarwaters moeten manoeuvreren, millimetergolven toe te passen. Een eerder in dit tijdschrift verschenen artikel beschrijft een 8-mm-installatie [2]). De dracht is bij zulke golven betrekkelijk gering, doch voor het beoogde doel voldoende. Het scheidend vermogen is echter bijzonder groot, zodat op het scherm een groot aantal, bij voorbeeld voor de navigatie belangrijke, details zichtbaar zijn.

Het beschikbaar komen van een aantal nieuwe buizen — waaronder een 4-mm-magnetron en een 4-mm-klystron — is er de aanleiding toe geweest, in het Natuurkundig Laboratorium een experimentele 4-mm-radarinstallatie te bouwen. Een deel van de installatie is in *fig. 1* afgebeeld. Met behulp van deze installatie is nagegaan, enerzijds, wat de invloed is van een verdere verkorting van de golflengte op het scheidend vermogen en op de dracht, en anderzijds, welke technische problemen deze verkorting opwerpt.

Algemeen ontwerp

Voor een zo groot mogelijk *radiaal scheidend vermogen* moeten de uitgezonden radarimpulsen zo kort mogelijk zijn. Anderzijds verlangt het magnetron voor een goede werking een bepaalde minimale impulslengte. In de praktijk werkt men met de vuistregel dat het aantal trillingsperiodes dat in de impulstijd begrepen is, gelijk moet zijn aan de kwaliteitsfactor Q van het trilholtensysteem van het zo gunstig mogelijk belaste magnetron. Voor de meeste magnetrons is dit getal ongeveer gelijk aan 300, hetgeen bij een golflengte van 4 mm een minimale impulslengte van 4 nanoseconden oplevert. In werkelijkheid is een impuls van 5 ns gekozen. Het radiaal scheidend vermogen wordt daarbij theoretisch 0,75 m, praktisch zal het ten gevolge van de onvermijdelijke impulsvervorming iets minder gunstig zijn.

*) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1]) Een radarinstallatie voor 25-cm-golven is beschreven in: H. van Lambalgen en J. van der Plas, The SGR 200 long-range surveillance radar at Schiphol Airport, Philips Telecomm. Rev. **22**, 51-62, 1961.

[2]) J. M. G. Seppen en J. Verstraten, Een 8-mm-radarinstallatie, Philips techn. T. **21**, 41-53, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

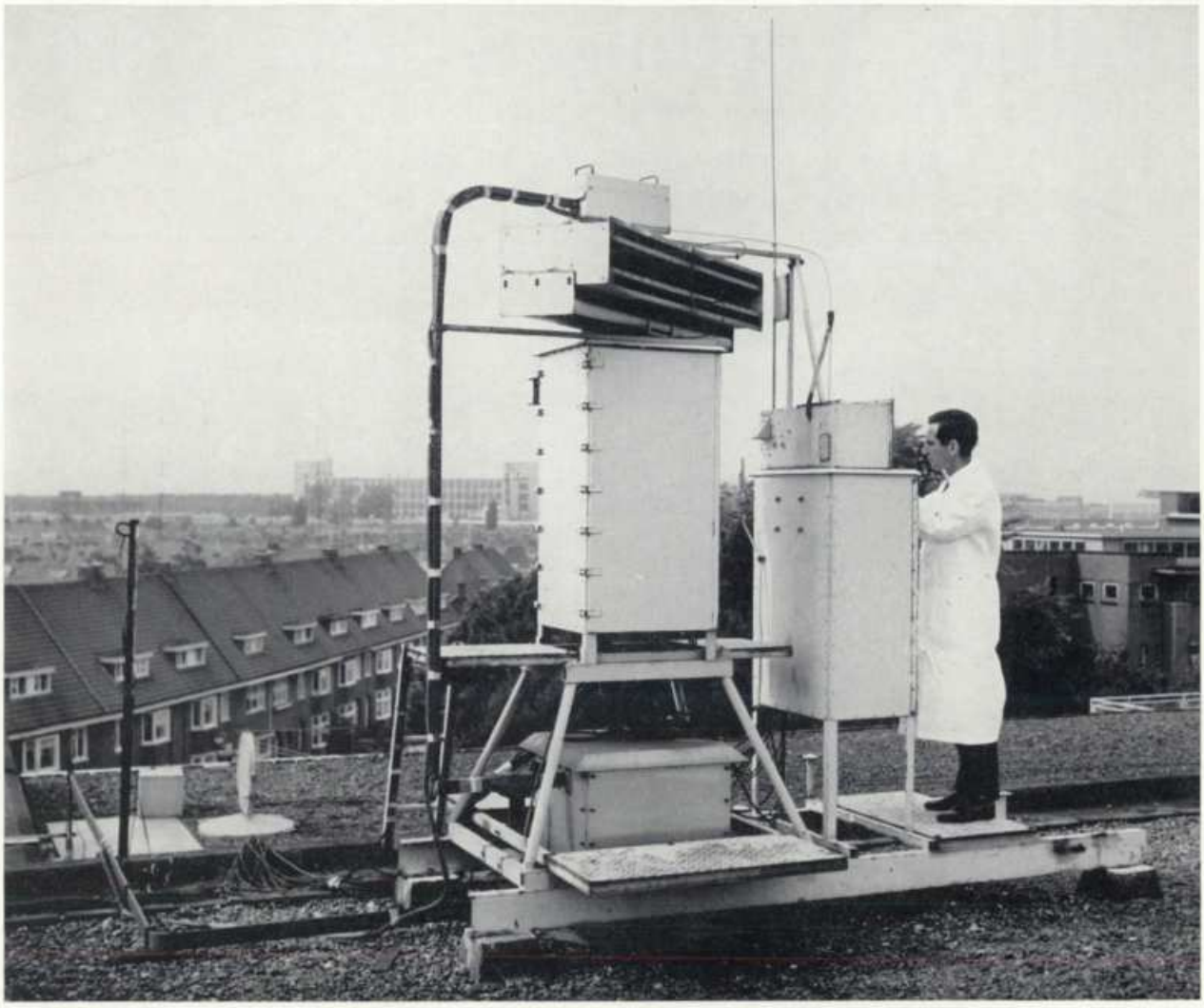

Fig. 1. Experimentele 4-mm-radarinstallatie: het antennesysteem en een gedeelte van zender en ontvanger, geplaatst op het dak van het Natuurkundig Laboratorium.

Het *tangentieel scheidend vermogen* [3]) is op elk punt bepaald door de breedte van de bundel uitgestraalde hoogfrequentie-energie. Bij installaties van het hier besproken type moet men er rekening mee houden dat de radarbundel dicht bij de antenne een ongeveer gelijkblijvende breedte heeft, en wel die van de antenne zelf. Pas op zekere afstand, die bepaald wordt door de openingshoek van de antenne, wordt de bundel door spreiding breder dan de antenne. Enerzijds mag men dus de antenne niet te breed maken, omdat daardoor het tangentieel scheidend vermogen voor zeer korte afstanden ongunstig wordt beïnvloed, anderzijds heeft een smalle antenne een grote openingshoek, waardoor op grotere afstanden een minder goed tangentieel scheidend vermogen optreedt. In het onderhavige geval is als compromis een antennebreedte van 1,5 m gekozen. In het horizontale vlak heeft de antenne een openingshoek van 0,0027 radialen, d.i. 0,15 graden. Hieruit kan worden berekend dat de bundel pas op een afstand van 560 m breder wordt dan de antenne zelf. Tot dat punt is dus het tangentieel scheidend vermogen vrijwel constant en gelijk aan 1,5 m.

Bij golflengten van 3 cm en groter is het gebruikelijk, voor zenden en ontvangen een gemeenschappelijke antenne te gebruiken. Om te voorkomen dat de uitgezonden impulsen rechtstreeks tot de ontvanger doordringen en daarin een overbelasting veroorzaken, wordt tijdens het uitzenden van een impuls de ingang van de ontvanger kortgesloten met behulp van een zend-ontvang-schakelaar met gasvulling. De ionisatietijd van dergelijke schakelaars bedraagt echter enkele nanoseconden, zodat ze bij zo korte impulsen als bij radar met millimetergolven worden toegepast, geen beveiliging kunnen geven. Om die reden worden hier, evenals bij de 8-mm-radarinstallatie, afzonderlijke antennes voor zenden en ont-

[3]) Zie hiervoor o.a. S. Silver, Microwave antenna theory and design, M.I.T. Radiation Laboratory Series No. 12, McGraw-Hill, New York 1949, hoofdstuk 1.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vangen gebruikt. Elke antenne heeft de vorm van een zeer korte parabolische cilinder, ingesloten tussen twee vlakke, evenwijdige platen („kaasantenne", zie fig. 1). Beide antennes hebben de reeds genoemde breedte van 1,5 m. De verticale opening is 35 mm, waardoor de openingshoek in het verticale vlak 6,7° is. De richtversterking van een antenne is $G_0 = 45$ dB.

Om het theoretische scheidend vermogen ten volle te kunnen benutten, moet de beeldbuis voldoende detail kunnen weergeven. De gebruikte buis heeft een schermdiameter van 40 cm, terwijl de lichtstip bij niet te grote helderheid op een diameter van 0,5 mm kan worden gebracht. Wil men hiermee de kleinste in radiale zin meetbare afstand van 0,75 m weergeven, dan ziet men dat voor een meetgebied met 300 m straal de buis het radiale scheidend vermogen nog juist recht doet wedervaren. Aangezien de dracht van de installatie groter is, kan ook op meetgebieden met stralen van 1 km en 3 km worden omgeschakeld; de buis geeft dan niet alle beschikbare radiale details weer. Voor het tangentieel scheidend vermogen kan men berekenen dat voor de 300-m-schaal de buis méér detail kan weergeven dan de radar kan waarnemen, terwijl voor de andere schalen wederom het omgekeerde het geval is.

Voor een verdere ontwerpgrootheid, de *herhalingsfrequentie* der radarimpulsen, kan men zowel een minimum als een maximum aangeven. Het minimum wordt bepaald door de overweging dat de antenne gedurende het doorlopen van een draaiingshoek, gelijk aan de openingshoek van de stralingsbundel, ten minste één impuls moet uitzenden, daar anders kleine objecten niet meer worden waargenomen. Voor de grootste omwentelingssnelheid van de antenne is een toerental $w = 120$ omw/min gekozen, overeenkomende met een hoeksnelheid van 4π rad/s. Bij de bovengenoemde horizontale openingshoek $\Theta_h = 0{,}0027$ rad vinden we hieruit een kleinste herhalingsfrequentie van $f_{r\,min} = w/\Theta_h = 4730$ Hz.

Voor de grootste herhalingsfrequentie gelden twee overwegingen. In de eerste plaats mag de herhaaltijd van de impulsen niet kleiner zijn dan de looptijd — heen en terug — van een impuls over de theoretisch mogelijke dracht van de radar. Zoals wij nog zullen zien, kan voor deze laatste in ons geval een waarde van 4,7 km worden berekend. Rekenen wij veiligheidshalve met een afstand van 6 km, dan vinden wij hieruit een maximale herhalingsfrequentie van 25 kHz.

Een tweede bovengrens voor de herhalingsfrequentie volgt uit de toelaatbare thermische belasting van het magnetron, of nauwkeuriger: uit de toelaatbare verhouding tussen gemiddeld vermogen en piekvermogen. Deze verhouding, die gelijk is aan τf_r (τ is de impulsduur), mag voor het onderhavige magnetron ongeveer 1/5000 zijn. Hieruit volgt voor f_r een maximaal toelaatbare waarde van 40 kHz.

Kiezen we f_r gelijk aan het kleinste van deze twee maxima, dan verkrijgen we het grootste mogelijke aantal echo's per object, d.w.z. een zo helder mogelijke afbeelding. Zoals we nog zullen zien, is het echter om aanvankelijk niet voorziene redenen nodig geweest de herhalingsfrequentie omlaag te brengen tot 12,5 kHz.

Om de mogelijkheden die het gebruik van een zo korte impulsduur ($\tau = 5$ ns) biedt, ten volle te kunnen benutten, moet de ontvanger een voldoende *bandbreedte* hebben. Als de bandbreedte groter wordt, verbetert de impulsweergave, maar de relatieve ruis neemt toe, de bereikbare gevoeligheid neemt dus af. Een goed compromis wordt verkregen [4]) door de waarde van de bandbreedte B te kiezen tussen τ^{-1} en $2\tau^{-1}$. Voor de zeer korte afstanden waarvoor de 4-mm-radarinstallatie is bedoeld, is een goede impulsweergave belangrijker dan optimale gevoeligheid, zodat $B = 2\tau^{-1} = 400$ MHz gekozen is. Bij de voor radar gebruikelijke middenfrequenties en met gangbare buizen zou een dergelijke bandbreedte niet te realiseren zijn, doch in deze experimentele installatie is voor de versterker gebruik gemaakt van een aantal lopendegolfbuizen (vier in cascade geschakeld), waardoor een middenfrequentie van 4 GHz kon worden gekozen. De relatieve bandbreedte is dan slechts 10%.

Op de bouw van de versterker komen wij bij de bespreking van de ontvanger nog nader terug. Op dit punt is het van belang te vermelden dat door meting het ruisgetal van de ontvanger op $F = 222\times$ kon worden vastgesteld. Het schijnbare ruisvermogen aan de ingang is gelijk aan $F\,k\,T_0\,B$, waarin k de constante van Boltzmann en T_0 de standaardruistemperatuur van 290 °K is. Het minimale detecteerbare signaalvermogen S_{min} is hieraan ongeveer gelijk:

$$S_{min} \approx F\,k\,T_0\,B = 3{,}61\times10^{-10}\ \text{W}.$$

De dracht R_{max} van de radarinstallatie kan nu worden berekend uit de bekende formule:

$$R_{max}^4 = P_0\frac{A^2\sigma}{4\,\lambda^2\,S_{min}},$$

waarin P_0 het piekvermogen van het magnetron is, A de effectieve antenneoppervlakte en σ de reflecterende oppervlakte, die gewoonlijk op 1 m² wordt

[4]) Zie hiervoor o.a. J. F. Reintjes en G. T. Coate, Principles of radar, McGraw-Hill, New York 1952, blz. 392 e.v.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gesteld. Na substitutie hiervan en van $P_0 = 20$ kW, $A = 0{,}042$ m² volgt voor R_{max} de waarde 4,7 km.

De in het bovenstaande vermelde en nog enkele verdere gegevens van de installatie zijn in *tabel I* samengevat.

Tabel I. Gegevens van de experimentele 4-mm-radarinstallatie.

Golflengte	λ	= 4 mm
Antennebreedte	l_h	= 1,5 m
Antennehoogte	l_v	= 35 mm
Grootste omwentelingssnelheid van antenne	w	= 120 omw/min
Impulsduur	τ	= 5 ns
Herhalingsfrequentie	f_r	= 12,5 kHz
Piekzendvermogen	P_0	= 20 kW
Gemiddeld zendvermogen	$P_0 \tau f_r$	= 1,3 W
Bandbreedte	B	= 400 MHz
Centrale frequentie van middenfrequentieband	f_m	= 4 GHz
Meetgebieden		0,3 km; 1 km; 3 km
Ruisgetal van ontvanger	F_{tct}	= 23,5 dB
Conversieverlies van mengkristal	L_1	= 13,6 dB

Wij zullen thans de hoofddelen van de installatie, te weten de zender, de ontvanger, de indicator, en de verdere bijbehorende apparatuur meer in bijzonderheden beschrijven.

De zender

Schakeling van de modulator

Het hoofdprobleem bij het bouwen van de zender heeft gelegen in het opwekken van de zeer korte impuls van hoge spanning voor het doen oscilleren van het magnetron, zodat wij daaraan voornamelijk aandacht zullen wijden.

Voor de goede werking van het gebruikte magnetron moet de amplitude van de spanningsimpuls 17 kV bedragen. Eisen wij geen rechthoekige impuls, doch nemen wij genoegen met een impuls van driehoekige vorm die op halve hoogte een breedte van 5 ns heeft, dan wordt de stijgtijd eveneens 5 ns.

In de praktijk bevindt zich de anode van het magnetron steeds op aardpotentiaal en worden katode en gloeidraad door de impuls op een hoge negatieve spanning gebracht. De schakeling die deze impuls levert, noemt men de modulator. De modulatorschakeling die in de hier beschreven installatie is toegepast en die nu nader zal worden besproken, is schematisch in *fig. 2* weergegeven.

De hoge spanning waarop de gloeidraad van het magnetron wordt gebracht, maakt het nodig deze gloeidraad met behulp van een transformator te voeden. Ondanks zorgvuldige constructie kan de eigen capaciteit van deze transformator niet gemakkelijk onder 10 pF worden gebracht. Verder heeft het magnetron een ingangscapaciteit van 5 pF, en de buis die de spanningsimpuls levert heeft een uitgangscapaciteit van 10 pF. Voegen wij daarbij nog ongeveer 5 pF bedradingscapaciteit, dan is de totale capaciteit C, die in 5 ns tot -17 kV moet worden geladen, 30 pF. Bij lineair oplopende spanning vraagt dit een continue laadstroom $i = C\Delta V/\Delta t$ van 102 A. De stroom van 3-4 A die het oscillerende magnetron zelf opneemt, is hierbij vergeleken gering en deze zal dan ook in het vervolg worden verwaarloosd. Ook het voor het laden vereiste gemiddelde vermogen $\frac{1}{2}C\,(\Delta V)^2 f_r = 54$ W schept geen bijzondere problemen, doch het is wel duidelijk dat de zeer grote laadstroom van 102 A aan de impulsleverende buis uitzonderlijke eisen zou stellen.

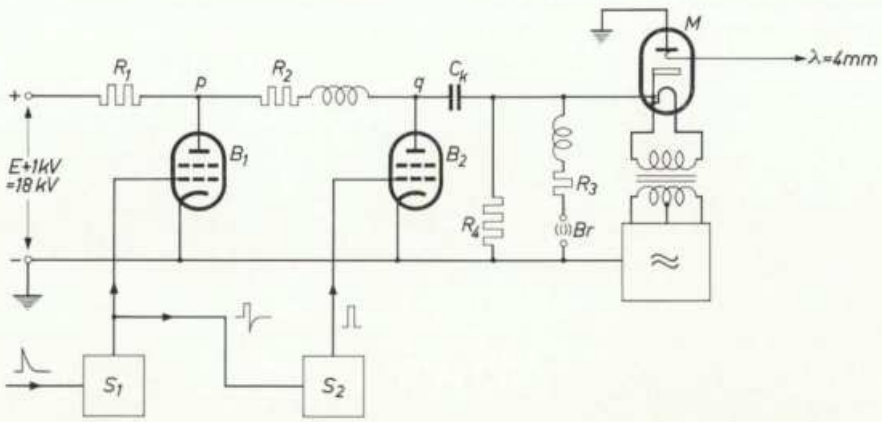

Fig. 2. Vereenvoudigde schakeling van de modulator. *M* 4-mm-magnetron. De schakeling moet periodiek een negatieve spanningsimpuls ter grootte van -17 kV en met voldoende korte stijgtijd op de katode van het magnetron leveren, om het magnetron een golftrein ter lengte van 5 nanoseconden te doen genereren. Het eerste deel van de impuls wordt met behulp van buis B_1 opgewekt, het tweede met buis B_2. Deze buizen ontvangen hun startimpulsen van de respectieve hulpschakelingen S_1 en S_2.

Ter vermijding van deze moeilijkheid is uitgegaan van de overweging dat het magnetron pas begint te genereren wanneer de katodespanning tot ongeveer -14 kV is gedaald, zodat vóór dat tijdstip de vorm van de spanningsimpuls van weinig belang

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

is. Uit *fig. 3* is te zien dat de impuls derhalve uit twee delen is opgebouwd, een eerste deel met een stijgtijd van 50 ns en een tweede deel met een stijgtijd van 5 ns. Voor de opwekking van dit tweede

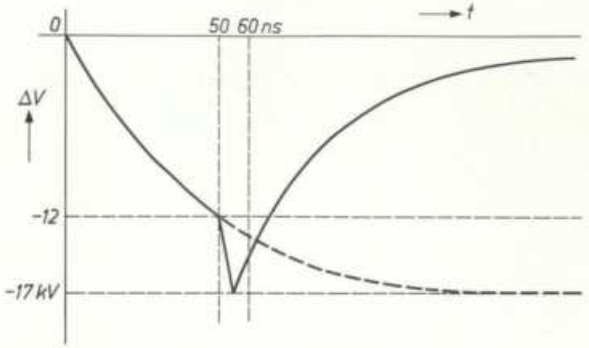

Fig. 3. De spanningsimpuls ΔV op de katode van het 4-mm-magnetron wordt in twee trappen opgebouwd. In het eerste deel wordt de spanning in 50 nanoseconden op −12 kV gebracht, terwijl daarna in 5 ns de spanning naar −17 kV wordt gedreven.
Zonder de in het artikel beschreven verdere maatregelen zou de katodespanning na beëindiging van de impuls naar nul terug lopen volgens het rechterdeel van de getrokken kromme.

deel stond ter beschikking de impulsbuis QEP 20/18, die bij iets verhoogde gloeispanning een stroom van 30 A kan afgeven. Bij lineair oplopen kan met een dergelijke stroom een capaciteit van 30 pF in 5 ns tot 5 kV worden geladen. Het eerste deel van de impuls moet nu de katode van nul op −12 kV brengen, het tweede deel brengt de katode dan in 5 ns tot −17 kV.

Zoals in het schema van fig. 2 is te zien, zijn in de modulator twee buizen B_1 en B_2 gebruikt, waarvan de anodes via een weerstand R_2 parallel zijn geschakeld en via de condensator C_k met de katode van het magnetron gekoppeld. Voor B_1 is de tetrode QB 5/1750 gekozen, terwijl B_2 de reeds genoemde buis QEP 20/18 is.

Wanneer de schakeling S_1 (die we straks nog zullen bespreken, evenals S_2) een trekkerimpuls ontvangt, geeft hij op het rooster van B_1 een 50 ns durende impuls met een amplitude van 800 V. Door het plotseling geleidend worden van B_1 zakt de katodespanning van het magnetron in 50 ns tot −12 kV. Daarna geeft schakeling S_2 op het rooster van B_2 een 5 ns durende impuls van 800 V. R_2 is een gewonden draadweerstand en heeft daardoor een merkbare zelfinductie. Voor een zo snel verlopend verschijnsel als een impuls van 5 ns is de impedantie van R_2 voldoende om de punten p en q vrijwel volledig van elkaar te scheiden, zodat bij de spanningsdaling van 5 kV die door het geleidend worden van B_2 wordt veroorzaakt, alleen de hierboven vermelde capaciteit van 30 pF behoeft te worden geladen. Hoewel de impedantie van R_2 voor het eerste deel van de impuls veel geringer is, vervult R_2 ook dan een nuttige rol: door de aanwezigheid van R_2 daalt de spanning op het punt p iets sneller dan op het punt q. Hierdoor wordt het in B_1 gedissipeerde vermogen binnen toelaatbare grenzen gehouden.

Na beëindiging van de impulsen uit S_1 en S_2 houden B_1 en B_2 op te geleiden en moeten de punten p en q door de bron van hoge spanning via R_1 weer op de oorspronkelijke potentiaal van +18 kV worden gebracht. Door de aanwezigheid der diverse parasitaire capaciteiten gebeurt dit betrekkelijk langzaam. Zonder verdere maatregelen zou de katode-impuls daardoor de in fig. 3 aangegeven lange staart krijgen. Om dit te voorkomen, is parallel aan de katode een vonkbrug geschakeld (*Br* in fig. 2). De laadstroom van de eigen capaciteit van de vonkbrug veroorzaakt in weerstand R_3 een spanningsverlies, dat het ogenblik van doorslaan van de brug vertraagt tot even nadat de katodespanning zijn hoogste waarde heeft bereikt. De spanning aan de katode van het magnetron verloopt daardoor zoals in *fig. 4* is weergegeven. De voorflank van de impuls wordt dus in twee stappen op een hoge impedantie opgebouwd, terwijl de ontlading van de betrokken capaciteiten via de vonkbrug en de lage impedantie van R_3 plaatsvindt.

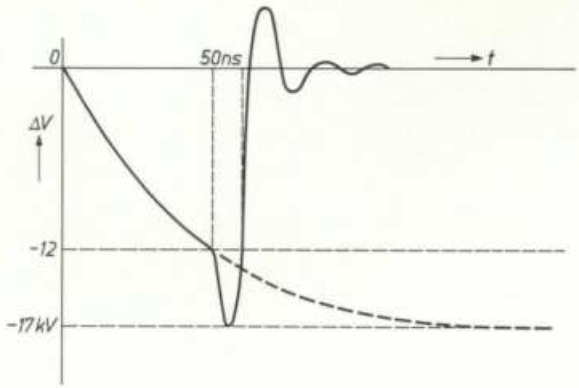

Fig. 4. Door gebruik te maken van een vonkbrug (*Br* in fig. 2), wordt de spanning op de katode van het magnetron na het beëindigen van de impuls zeer snel tot nul teruggebracht.

De vonkbrug bevindt zich in een krachtige luchtstroom, om snel doven van de vonk te bewerkstelligen. Op het ogenblik van doven kan nog een zekere restlading op koppelcondensator C_k aanwezig zijn, die moet afvloeien via weerstand R_1. Deze weerstand moet klein genoeg zijn opdat alle lading is afgevloeid voordat de volgende impuls inzet. Evenzo moet de spanning op de punten p en q dan weer volledig tot 18 kV zijn gestegen, zodat ook R_1 aan een maximumwaarde is gebonden. Om de voeding niet te ongelijkmatig te belasten, moet deze waarde echter zo groot mogelijk worden gekozen. Een waarde van 100 kΩ bleek een goed compromis te zijn.

De 50 ns lange roosterimpuls voor buis B_1 in fig. 3 wordt opgewekt in de blokkeeroscillatorschakeling S_1,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

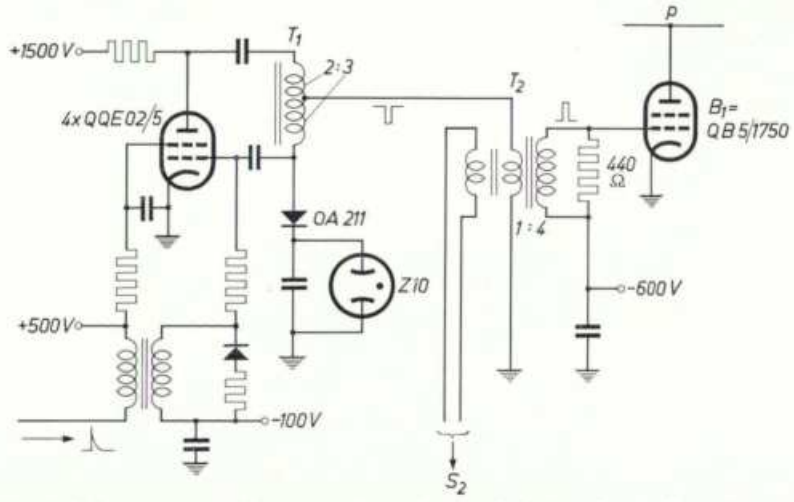

Fig. 5. Schema van de blokkeeroscillator S_1, die de drijvende impuls op het rooster van buis B_1 in fig. 2 levert.

waarvan *fig. 5* het schema weergeeft. Om buis B_1 in korte tijd sterk geleidend te maken, moet het rooster in dezelfde tijd op een hoge positieve spanning worden gebracht, waarbij dan een grote roosterstroom, d.w.z. een lage roosterimpedantie optreedt. Het bijzondere van de blokkeeroscillatorschakeling is dan ook dat deze een grote stroom door een lage impedantie kan leveren. De vier buizen QQE 02/5, die in deze oscillator parallel zijn geschakeld, hebben een voor dit doel gunstige grote steilheid en een voldoende ruim gedimensioneerde katode. Bij beschouwing van de schakeling blijkt dat over de aftakking van autotransformator T_1, waarop transformator T_2 is aangesloten, de som van de anodestroom, de roosterstroom en de stroom door de spanningsbegrenzende diode OA 211 vloeit, in totaal 20 A. Aan de secundaire zijde van T_2 wordt 5 A afgegeven bij een spanning van 900 V, waarbij ongeveer 2 A door de afsluitweerstand van 440 ohm loopt en de rest voor roosterstroom beschikbaar is.

De schakeling S_2 in fig. 2, die de impuls voor modulatorbuis B_2 levert, is een blokkeeroscillator van hetzelfde type als in fig. 5, nu echter met twee parallel geschakelde buizen QQE 02/5. De schakeling is in *fig. 6* weergegeven. De impuls die deze oscillator start, wordt verkregen uit een hulpwikkeling van transformator T_2 in fig. 5. De tweede blokkeeroscillator mag eerst ongeveer 50 ns na de eerste starten; de roosterweerstand R_g levert daartoe, samen met koppelcondensator C_g, de nodige vertraging. Deze vertraging kan verder met behulp van potentiometer P nog een weinig worden bijgeregeld.

Aangezien de door S_2 af te geven impuls veel korter moet zijn dan die van S_1, zijn extra-maatregelen genomen om de impulslengte van de blokkeeroscillator nog te beperken. In de eerste plaats is de autotransformator T_3 zo gedimensioneerd dat daarin verzadiging optreedt. Verder is nog een tweede trap met vier buizen QQE 02/5 tussengeschakeld. De negatieve voorspanning van deze trap is zo groot dat alleen de top van de impuls uit de oscillator deze eindtrap kan doen opengaan.

Als kernen voor de transformatoren T_3, T_4 en T_5 zijn ferroxcube ringetjes met een diameter van 10 mm gekozen. De hoge spanningen, die in de beschreven schakelingen optreden, gaven aanvankelijk aanleiding tot overslag tussen de voetpennen van de gebruikte buizen. Dit verschijnsel kon worden onderdrukt door tussen de pennen silikoonvet aan te brengen.

Bescherming tegen overbelasting

Zoals bij de bespreking van het ontwerp werd vermeld, kon de theoretisch toelaatbare herhalingsfrequentie van 25 kHz der modulatorimpulsen niet

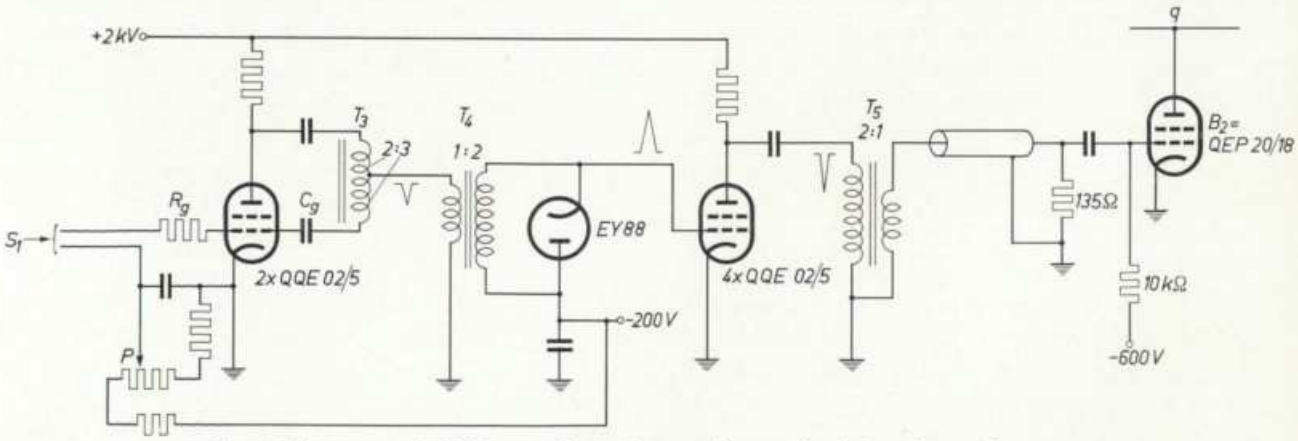

Fig. 6. Schema van de blokkeeroscillator S_2 met volgtrap, die de impuls voor het rooster van buis B_2 in fig. 2 levert.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

worden gehandhaafd, doch moest deze tot 12,5 kHz worden teruggebracht. De verklaring van deze maatregel moet worden gezocht in de omstandigheid dat het magnetron weliswaar pas bij een spanning van 14 kV de gewenste trilling met een golflengte van 4 mm begint te genereren, doch reeds eerder in ander modussen met lagere frequenties trilt. De energie die daarbij wordt opgewekt, kan het magnetron niet verlaten en veroorzaakt een extra verhitting van de katode.

Om beschadiging van de katode te verhinderen, is direct aan de golfpijpuitgang van het magnetron een *H*-bocht bevestigd, d.i. een bocht die over de korte zijde van de rechthoekige pijp is gebogen. Zoals *fig.* 7 laat zien, is de wand van deze bocht aan de buitenzijde niet dicht, doch vormt een tralie. Terwijl de 4-mm-energie de golfpijp blijft volgen, kan het door de verhitte katode uitgestraalde licht naar buiten treden, waarbij het dan op een fotoweerstand valt. Deze is opgenomen in een schakeling die de gloeistroom van het magnetron automatisch terugregelt als de lichtsterkte, dus de werktemperatuur van de katode, boven het toegestane maximum stijgt.

De 4-mm-energie wordt ten slotte via een draaikoppeling van bekende constructie naar de roterende antenne geleid.

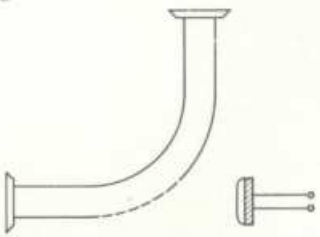

Fig. 7. De golfpijp aan de uitgang van het magnetron maakt een bocht, die aan de buitenzijde van sleuven voorzien is. Hierdoor kan het door de katode uitgestraalde licht op een fotocel vallen en gebruikt worden om bij thermische overbelasting van de katode de gloeistroom automatisch terug te regelen.

De ontvanger

De samenstellende delen van de ontvanger zijn in *fig. 8* weergegeven. Het mengkristal *K* is direct boven de ontvangantenne *B* gemonteerd, waaruit het via een rechthoekig golfpijpje en een draaikoppeling *C* zijn signalen ontvangt. In de hulposcillator wekt een reflexieklystron een trilling met frequentie 71 GHz op; de middenfrequentie wordt derhalve 4 GHz (golflengte 7,5 cm). Het hulpsignaal wordt via een richtkoppeling bijgemengd.

De voor de beeldkwaliteit vereiste grote bandbreedte van 400 MHz levert op de signaalfrequentie van 75 GHz uiteraard geen problemen op: de relatieve bandbreedte is daar slechts 0,5%. Ook in de middenfrequentieversterker ontstaan geen moeilijkheden, de relatieve bandbreedte is daar niet meer dan 10%; we hebben in het begin al gezegd dat juist met het oog hierop de relatief zeer hoge middenfrequentie van 4 GHz gekozen is. Door deze hoge middenfrequentie ontstaat nu echter bij het mengkristal een nieuw probleem: het verschil van 4 GHz tussen signaal- en hulpfrequentie zou van de kristalhouder een relatieve bandbreedte van ruim 5% vergen, om zowel het ontvangen signaal als het hulpsignaal aan het kristal toe te voeren. Dit probleem is opgelost door af te wijken van de afstemprocedure die bij radarinstallaties voor langere golven gebruikelijk is. Daar wordt namelijk de zuiger in het golfpijpje waarin het mengkristal is opgenomen, zodanig ingesteld dat bij genererende hulposcillator een zo groot mogelijke kristalstroom optreedt, d.w.z. er wordt op de hulposcillatorfrequentie afgestemd. Gebruik ma-

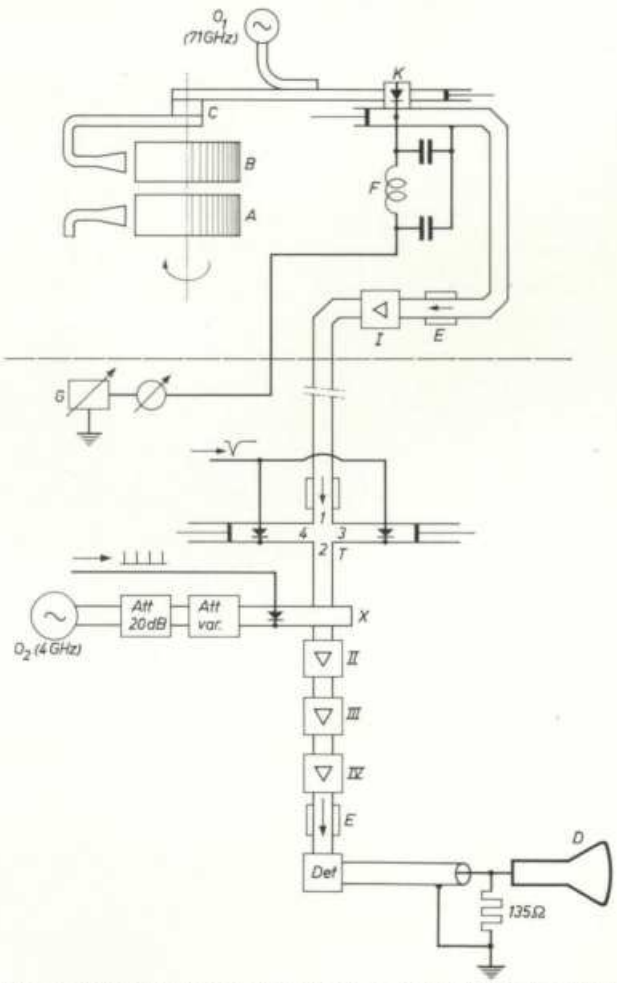

Fig. 8. Schematisch overzicht van de ontvanger van de 4-mm-radarinstallatie. *A* zendantenne. *B* ontvangantenne. *C* roterende koppeling. O_1 hulposcillator. *K* mengkristal, waarin de signaalband ter breedte van 400 MHz wordt verschoven van de signaalfrequentie 75 GHz naar de middenfrequentie 4 GHz (7,5 cm golflengte). *F* filter. *G* gelijkspanningsbron. *E* richtingsisolatoren. *I*, *II*, *III*, *IV* versterkertrappen met lopendegolfbuizen. *T* kristalschakelaar, waarmee een egalisering van de helderheid op het beeldscherm wordt teweeggebracht. *X* kruiskoppeling. O_2 tweede hulposcillator, die o.a. dient voor het schrijven van schaalringen op het scherm. *Det* detector (schijftriode EC 157). *D* beeldbuis.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kende van de omstandigheid dat het beschikbare reflexieklystron voldoende hulposcillatorvermogen levert, stemmen wij daarentegen bij de hier beschreven installatie op de signaalfrequentie af. De hulposcillator levert dan ondanks de misaanpassing nog een stroom van 0,5 mA in het mengkristal.

Het gebruik van een zo hoge middenfrequentie als hier is toegepast, heeft nog het voordeel dat een belangrijk deel van de bijdrage van de hulposcillator tot de ruis wordt geëlimineerd. De hulposcillator wekt nl. ook een spectrum van ruisfrequenties op. De breedte van dit spectrum wordt bepaald door de kwaliteit van de uitgangstrilholte van het klystron. Bij radar met gebruikelijke golflengten liggen de mengprodukten van de ruisfrequenties onderling ten dele in de band van de middenfrequentieversterker, maar bij onze hoge middenfrequentie liggen ze er buiten.

Het mengkristal is met zijn contactdraadje gemonteerd in een raampje, dat inwendig dezelfde afmetingen heeft als het 4-mm-golfpijpje. Om een geringe eigen capaciteit en een groot mengeffect te verkrijgen, moet het draadje aan de punt, waar het het kristalplaatje raakt, bijzonder dun zijn. Een dun draadje geeft echter een grote seriezelfinductie, die bij kristalmonturen van gebruikelijke constructie nog wordt vergroot doordat in het draadje een lus wordt aangebracht om de punt verend op het kristal te doen drukken.

Ter vermijding van dit nadeel is het kristalmontuur volgens *fig. 9* geconstrueerd. Een plaatje germanium is op het uitgangspennetje geplaatst onder een hoek van 45°. Het contactdraadje is zeer kort gehouden en heeft een diameter van slechts 20 μm, terwijl het bovendien aan de punt nog elektrolytisch is toegespitst. Dit draadje is gelast aan een dikke pen, die de hoogte van de golfpijp grotendeels overbrugt. Door draaiing van de pen komt het draadje in contact met het kristal, waarbij de aandrukkingskracht wordt ontleend aan een zekere torsie in het dunne draadje. Voor het mengkristal is aan germanium om zijn grotere elektronenbeweeglijkheid — en dus lagere weerstand — de voorkeur gegeven boven silicium.

Ondanks de genoemde voorzorgen is het conversieverlies groot. Ten dele ontstaat dit verlies, dat 14 dB bleek te zijn, in de kristaluitgang. De hier aanwezige capaciteit is weliswaar zo klein mogelijk gehouden, doch deze is hier niet op de gebruikelijke wijze met behulp van een afgestemde kring aan de ingang van de middenfrequentieschakeling gecompenseerd.

Voor het behoud van een zo groot mogelijke bandbreedte is het 4-mm-golfpijpje met het daarin opgenomen kristalmontuur direct op een 7,5-cm-golfpijp voor het middenfrequente uitgangssignaal geplaatst. Zoals in *fig. 10* is te zien, wordt het mengsignaal via een cilindrische pen coaxiaal door een gat in de gemeenschappelijke wand gevoerd. De pen is tevens een onderdeel van een kruisstangkoppeling, die ten doel heeft een goede aanpassing tussen de kristaluitgang en de 7,5-cm-golfpijp te bewerkstelligen. De kruisstang is niet metalliek met de wand van de golfpijp verbonden doch capacitief naar buiten gevoerd, waardoor de mogelijkheid geschapen is op dit punt de kristalstroom te meten. In de meetleiding is, behalve een filter om het kristal tegen spanningsstoten te beschermen, nog een regelbare voorspanning opgenomen om het kristal op het gunstigste werkpunt te kunnen instellen.

Het mengsignaal gaat via de 7,5-cm-golfpijp naar de eerste lopendegolfbuis (*1*), die nog in de antenneopstelling is ondergebracht. In deze pijp is een richtingsisolator opgenomen, die voorkomt dat bij zeer sterke radarecho's herhaalde reflexies zouden optreden en op deze wijze een serie beeldpunten zouden ontstaan. De eerste versterkbuis is zo ingesteld dat deze bij een matige versterking (18,5 dB) een laag ruisgetal heeft. Voor dit laatste werd 9 dB (of 8×) gemeten.

Van de eerste versterkbuis wordt het signaal via een 12 m lange golfpijp naar het binnenshuis opge-

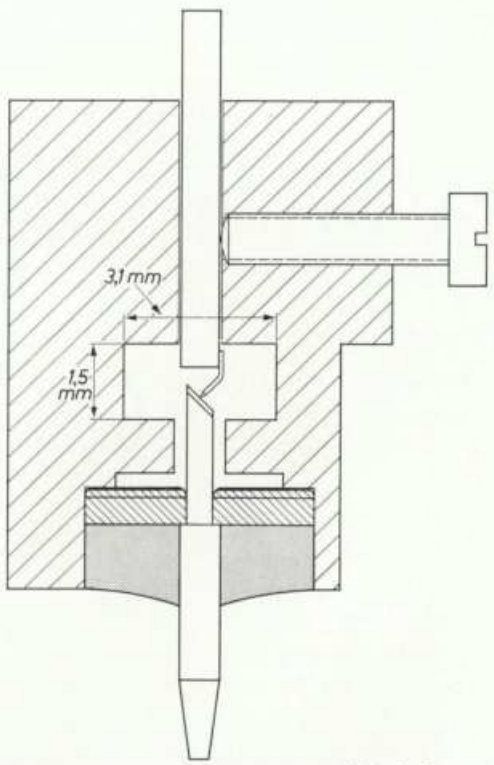

Fig. 9. Het montuur van het 4-mm-mengkristal. Door de bijzondere constructie is het contactdraadje zo kort mogelijk gemaakt, waardoor de zelfinductie hiervan klein is gehouden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

stelde deel van de installatie gevoerd. Voor deze golfpijp is een lage en brede doorsnede gekozen, om te grote dispersie, d.w.z. te grote onderlinge looptijdverschillen tussen de componenten van het zeer brede frequentiespectrum — en de daardoor veroorzaakte impulsvervorming — te vermijden. Hoe breder de pijp is, hoe geringer deze relatieve verschillen worden.

In de golfpijp is vóór de tweede versterkertrap opnieuw een richtingsisolator geschakeld. Deze onderdrukt in het bijzonder de reflexies die optreden in de nu volgende regelbare verzwakker. De werking van dit onderdeel willen we hier slechts globaal toelichten. Het bevat een zg. magische T (zie fig. 8), in welks armen *3* en *4* zich diodes en kortsluitzuigers bevinden [5]). Vlak voor het uitzenden van een impuls worden de diodes geleidend gemaakt, waardoor binnenkomende signalen vrijwel volledig worden gereflecteerd en in de richtingsisolator geabsorbeerd. Tijdens het zendmoment is de ontvanger daardoorongevoelig. Daarna neemt de diodestroom volgens een exponentiële kromme af, zodat geleidelijk de signaaloverbrenging van arm *1* naar *2* toeneemt. Deze tijdsafhankelijke sterkteregeling, die zich als een plaatsafhankelijke sterkteregeling op de beeldbuis manifesteert, maakt de helderheid van het beeld in radiale richting gelijkmatiger.

Het signaal passert vervolgens een kruiskoppeling. Via deze koppeling, die 20 dB verzwakking heeft, kunnen 4-GHz-impulsen worden bijgemengd, die op de beeldbuis zg. schaalringen doen verschijnen. Het 4-GHz-signaal kan verder ook dienst doen bij de instelling van de nu volgende versterkertrappen *II*, *III* en *IV*, die elk een lopendegolfbuis bevatten. Daar trap *II* in vergelijking met trap *I* een veel geringere bijdrage tot de totale ruis levert, is hiervan de versterking wat hoger ingesteld (25 dB). Het ruisgetal van deze trap is door meting vastgesteld op 11,1 dB (d.i. 13×). Trap *III* heeft een nog hogere versterking, nl. 35 dB. De relatieve ruisbijdrage van deze trap is te verwaarlozen en werd daarom niet meer gemeten. De laatste trap doet als vermogensversterker dienst en kan tot 10 W leveren. De totale versterking van de vier trappen in cascade bedraagt 90-100 dB.

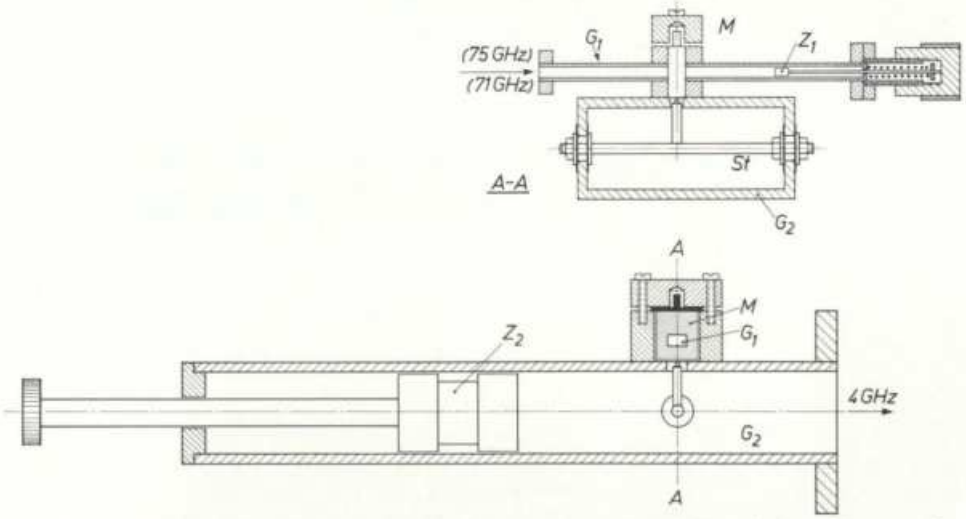

Fig. 10. Mechanische details van het mengkristal in montuur *M*, met de koppeling aan de 4-mm-golfpijp G_1, waarin het radarsignaal (75 GHz) en de hulpdraaggolf (71 GHz) aankomen, en aan de 7,5-cm-golfpijp G_2 voor het middenfrequente signaal. De laatstgenoemde koppeling wordt door een zg. kruisstang *St* teweeggebracht. In beide golfpijpen ziet men een afstemzuiger (Z_1, Z_2); bij de zuiger voor de 4-mm-pijp, waarvan de instelling uiterst nauw luistert, is door een bijzondere constructie de speling vrijwel volledig opgeheven.

Het ruisgetal van een ontvanger met verscheidene trappen kan worden berekend met behulp van de bekende formule:

$$F = F_1 + (F_2 - 1)\,G_1^{-1} + (F_3 - 1)\,(G_1G_2)^{-1} + \ldots + (F_k - 1)\,(G_1G_2 \ldots G_{k-1})^{-1}.$$

In deze formule zijn F_i en G_i resp. het ruisgetal en de versterking van trap i van de ontvanger.

Beschouwen we het mengkristal als de eerste trap van de ontvanger, dan voeren we liever in: L_1 = conversieverlies = G_1^{-1}, en n_1 = ruistemperatuur [6]) = F_1G_1. Dan kunnen we de formule schrijven:

$$F = L_1\left[n_1 + F_2 - 1 + (F_3 - 1)\,G_2^{-1} + \ldots\right].$$

[5]) Zie voor de verklaring van de werking van de magische T: G. L. Ragan, Microwave transmission circuits, M.I.T. Radiation Laboratory Series No. 9, McGraw-Hill, New York 1948, blz. 706. Voor het schakelen met diodes in golfpijpen: R. V. Garver, J. A. Rosado en E. F. Turner, Theory of the germanium diode microwave switch, I.R.E. Transactions on microwave theory and techniques **8**, 108-111, 1960. Toepassingen van de magische T worden besproken in: J. P. M. Gieles, Gebruiksmogelijkheden van centimetergolftriodes, Philips techn. T. **22**, 22-34, 1960.

[6]) Zie hiervoor b.v. H. C. Torrey en C. A. Whitmer, Crystal rectifiers, M.I.T. Radiation Laboratory Series No. 15, McGraw-Hill, New York 1948, blz. 213 en 227.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Voor het conversieverlies en de ruistemperatuur van het kristal werden respectievelijk de factoren 23 (d.i. ca. 14 dB) en 2,5 gemeten. Bij de bepaling van de ruisgetallen der verschillende versterkertrappen werd gebruik gemaakt van een gasontladingsruisbron voor het 4-mm-gebied [7]). Substitutie van de voor de verschillende trappen afzonderlijk gemeten waarden in bovenstaande formule leverde het reeds eerder vermelde totale ruisgetal van 222× (d.i. 23,5 dB) op.

Bij de instelling van de verschillende trappen is er mee gerekend dat de versterking van een lopendegolfbuis niet constant is doch bij toenemend ingangssignaal afneemt. Men kan dit verband nog beïnvloeden door geschikte keuze van de spanning op de helix: zie b.v. de (schematische) krommen *1* en *2* in *fig. 11*. Bij de laatste twee trappen is de helixspanning zo gekozen dat de afneming van de versterking pas bij zeer grote signalen optreedt. De totale versterking verloopt daardoor zoals schematisch is weergegeven in kromme *3* van fig. 11. Voor de grootste te verwerken signalen treedt hierbij een vlak verloop van de versterking als functie van het ingangsvermogen op, hetgeen weer een bijdrage is tot de gelijkmatigheid van de beeldhelderheid en een begrenzer voor de beeldbuis overbodig maakt.

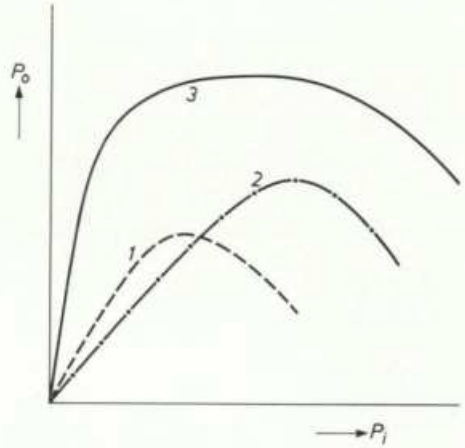

Fig. 11. Uitgangssignaalvermogen P_o van een lopendegolfbuis als functie van ingangssignaalvermogen P_i, schematisch voorgesteld. De versterking neemt voor grote ingangssignalen af en wordt ten slotte kleiner dan 1. Door de vier buizen in de ontvanger verschillende instellingen te geven (b.v. kromme *1* voor buis *III* en kromme *2* voor buis *IV*) is een totale versterkingskarakteristiek verkregen als door de lijn *3* schematisch is aangegeven. Bij grote signalen krijgt men een vlak verloop.

[7]) Zie hiervoor P. A. H. Hart, Standaardruisbronnen, Philips techn. T. **23**, 284-301, 1961.

De detectie van het uitgangssignaal van de laatste versterkertrap vindt plaatst door middel van een schijftriode EC 157, waarvan de rooster-katoderuimte op de in *fig. 12* aangegeven wijze in de 7,5-cm-golfpijp is opgenomen. Het verloop van het pijpprofiel is zo gekozen dat de rooster-katode-impedantie bij die van de golfpijp is aangepast en de vereiste bandbreedte van 400 MHz behouden blijft.

De keuze van een EC 157 als detector vindt zijn verklaring in de omstandigheid dat een experimentele beeldbuis ter beschikking stond die reeds bij een negatieve voorspanning van 6 V geheel donker is. Dit schiep de mogelijkheid om een videoversterker — die na de detector een bandbreedte van 200 MHz zou moeten hebben — geheel te vermijden. De detector moet dan echter aan zijn uitgangsimpedantie, gevormd door de coaxiale kabel van 135 ohm waarover het videosignaal aan de beeldbuis wordt toegevoerd, een stroom van minstens 6/135 A, d.i. ca. 50 mA, kunnen afgeven; dit is met een kristaldetector niet gemakkelijk te realiseren.

De roostervoorspanning van de EC 157 is zo gekozen dat de buis als anodedetector werkt. Het videosignaal verschijnt op een anodeweerstand van 1000 ohm en wordt via een koppelcapaciteit van 470 nF aan de coaxiale kabel afgegeven. In de toevoerleiding naar het regelrooster van de beeldbuis is

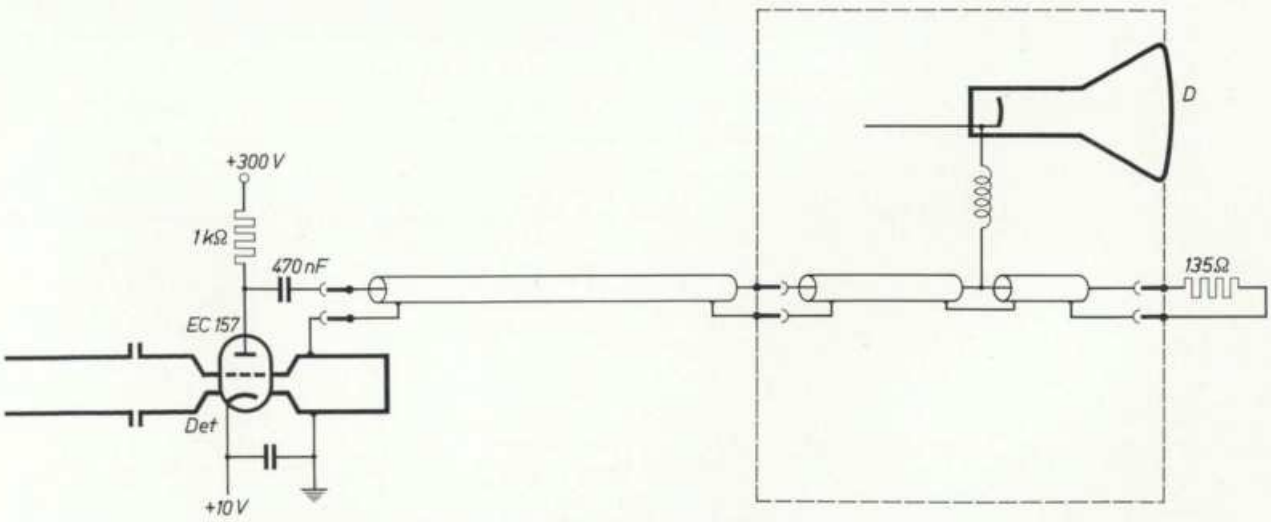

Fig. 12. Als middenfrequentiedetector is een schijftriode EC 157 gebruikt, waarvan de rooster-katoderuimte is opgenomen in de 4-GHz-golfpijp. Voor de bijzonderheden van de aansluiting van de beeldbuis *D*, zie de tekst.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

op een uit de televisietechniek bekende wijze [8]) een kleine zelfinductie opgenomen, om bij het overbrengen van het videosignaal de vereiste bandbreedte van 200 MHz te halen. Ten einde het videosignaal desgewenst nog op een oscilloscoop te kunnen brengen, is de afsluitweerstand voor de coaxiale kabel niet bij de beeldbuis aangebracht, doch in een uitneembare steker op het frontpaneel van de beeldbuiskast gemonteerd.

Voor het herstellen van de nulcomponent [9]) zijn geen voorzieningen getroffen, omdat de verhouding signaal/rust zo groot is dat van ladingsverschuiving op de koppelcondensator van 470 nF nauwelijks sprake is.

De indicator en verdere apparatuur

De indicator bevat behalve de beeldbuis in hoofdzaak de zaagtandgenerator die de afbuigspoel van de beeldbuis bekrachtigt en het servosysteem dat de afbuigspoel in gelijkloop met de antenne houdt. Deze apparatuur, die volgens bekende beginselen is opgebouwd, zal niet in bijzonderheden worden beschreven. Wel is het nuttig, te doen uitkomen hoe sterk de door de zaagtandgenerator te leveren stromen en spanningen toenemen bij radarmetingen van zo korte afstanden als hier worden beschouwd. De echo van een object op 300 m afstand bereikt de ontvanger 2 μs na het uitzenden van de radarimpuls. Dit betekent dat bij een meetgebied van 300 m de lichtstip in 2 μs van het centrum van de buis naar de rand moet worden gestuurd! Om de spanning over de afbuigspoel binnen redelijke grenzen te houden, hebben wij een afbuigspoel met relatief weinig windingen gekozen, waardoor dan echter een relatief grote afbuigstroom nodig is. Uit de verkregen waarde van de zelfinductie, $L = 800$ μH, en rekening houdende met het voor de grootste uitwijking van de lichtstip vereiste aantal ampèrewindingen, is op eenvoudige wijze te berekenen dat de amplitude van de bekrachtigingsstroom 1,5 A wordt en die van de spanning 600 V. Omdat de uitgangsbuis van de zaagtandgenerator in geleidende toestand een zekere anodespanning over moet houden, is een voedingsspanning van 800 V nodig. De verlangde stroom kan met twee parallel geschakelde buizen E 130 L worden verkregen.

De verdere apparatuur omvat behalve de voedingen alle schakelingen voor het opwekken van de verschillende impuls- en trekkersignalen. Deze signalen worden door frequentiedeling verkregen uit het uitgangssignaal van een 1500-kHz-generator met kristalbesturing. De hoogste frequenties in de reeks zijn die voor het verkrijgen van de schaalringen op de beeldbuis, terwijl de herhalingsfrequentie (12,5 kHz) de laagste is. Daar na een aantal frequentiedelingen de inzetmomenten der opgewekte impulsen een zekere onvastheid kunnen vertonen, zijn de inzetmomenten voor de laagste frequenties rechtstreeks met inzetmomenten van de kristaloscillator gekoppeld.

Beschouwing van de verkregen resultaten

Fig. 13 toont een radarbeeld, verkregen met de beschreven installatie bij instelling op het meetgebied van 300 m. Op de door een pijl aangegeven plaats is te zien, hoe de voorwand van een gebouw en een op ongeveer 3 m daarvóór geplaatste balustrade volkomen gescheiden in het beeld worden weergegeven. *Fig. 14* toont de werkelijke situatie ter plaatse. De achterwand van het gebouw is eveneens in het radarbeeld weergegeven. Dit hangt samen met het feit dat de voorwand grotendeels bestaat uit glas, dat een deel van de 4-mm-energie doorlaat.

Fig. 15 is het radarbeeld van dezelfde objecten bij instelling op het meetgebied van 1000 m. Hier blijkt dat van de rand van het gebied reeds weinig echo's meer worden ontvangen. De werkelijke dracht van de installatie is dus ongeveer 1 km, d.i. aanzienlijk kleiner dan de theoretisch bepaalde waarde van 4,7 km. Hiervoor kunnen de volgende mogelijke verklaringen worden gegeven.

a) De hoogfrequente energie doorloopt aan de zendzijde ongeveer 1,5 m en aan de ontvangzijde ongeveer 1 m golfpijp. Om de verliezen klein te houden, is hiervoor zogenaamde 5-mm-pijp gebruikt (WG 25), die nog juist smal genoeg is om geen golf met verkeerde trillingswijze (TE_{02}) door te laten. Verder is roodkoperen in plaats van messing pijp gebruikt. De demping van de twee stukken golfpijp te zamen is echter nog altijd 3,5 dB. Hierbij komen nog de verliezen van de beide draaikoppelingen, die te zamen 2,4 dB demping geven, zodat in het hoogfrequentiedeel een totale demping van ongeveer 6 dB aanwezig is. Vermindering van de demping is mogelijk door de golfpijpverbindingen nog korter te maken, hetgeen bij de onderhavige installatie bij voorbeeld door verplaatsing van het draaipunt der antennes zou kunnen gebeuren.

b) De invloed van atmosferische verliezen, die optreden zolang de energie zich in de vrije ruimte voortplant, moet betrekkelijk gering worden geacht. De beelden zijn bij helder weer opgenomen, en hiervoor is uit de literatuur bekend [10]) dat de absorptie van

[8]) Zie hiervoor: G. E. Valley en H. Wallman, Vacuum tube amplifiers, M.I.T. Radiation Laboratory Series No. 18, McGraw-Hill, New York 1948, hfdst. 2.

[9]) Zie hiervoor: F. Kerkhof en W. Werner, Televisie, Philips' Techn. Bibl., Centrex, Eindhoven 1963, deel I, blz. 137.

[10]) Zie hiervoor: C. W. Tolbert en A. W. Straiton, Attenuation and fluctuation of millimeter radio waves, IRE Nat. Conv. Rec. **5**, deel 1, blz. 12-18, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

4-mm-golven in zuurstof 0,2 dB/km en voor ongecondenseerde waterdamp 0,05 dB/km is bij een vochtigheidsgraad van 44%. Te zamen geeft dit 0,25 dB/km, en voor radar, waar de energie zich over tweemaal de afstand tot het object moet voortplanten, 0,5 dB per km dracht. Dit is dus weinig, vergeleken met de onder (a) genoemde demping.

Bij regen of mist zouden de zaken geheel anders komen te liggen. Hiervoor gelden de volgende getallen (de vermenigvuldigingsfactor 2, die voor radar nodig is, reeds inbegrepen):

Bij mist
van 0,23 g/m³ (400 m zicht): 1,6 dB/km,
van 2,3 g/m³ (100 m zicht): 10 dB/km.

Bij regen
van 0,25 mm/uur (motregen): 0,4 dB/km,
van 1 mm/uur (lichte regen): 1,6 dB/km,
van 16 mm/uur (zware regen): 16 dB/km.

Hierbij moeten dan nog de 0,5 dB/km voor absorptie in zuurstof en waterdamp worden opgeteld.

Bij mist, maar vooral bij regen, is het beschouwde verlies niet zozeer een gevolg van absorptie als wel

Fig. 13. Radarbeeld van stadsgedeelte en gedeelte der Philipsfabrieken rondom het Natuurkundig Laboratorium. Het beeld is verkregen met de 4-mm-installatie bij instelling op het meetgebied van 300 m.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 14. Glazen wand van een kantine op het dak van het Natuurkundig Laboratorium en op 3 meter afstand daarvóór gelegen dakbalustrade, die in het radarbeeld fig. 13 duidelijk gescheiden zijn (zie bij het pijltje in fig. 13). De reeks gebouwen van de Philipsfabrieken op de achtergrond ziet men in het radarbeeld links boven.

van verstrooiing. Een deel van de verstrooide energie zal in de ontvangantenne terechtkomen en een met ruis vergelijkbare storing veroorzaken, die de door absorptie reeds verzwakte echo's verdoezelt. De uitwerking van deze verstrooiing kan voor een groot deel worden tegengegaan door antennes te gebruiken die de golven circulair in plaats van lineair polariseren.

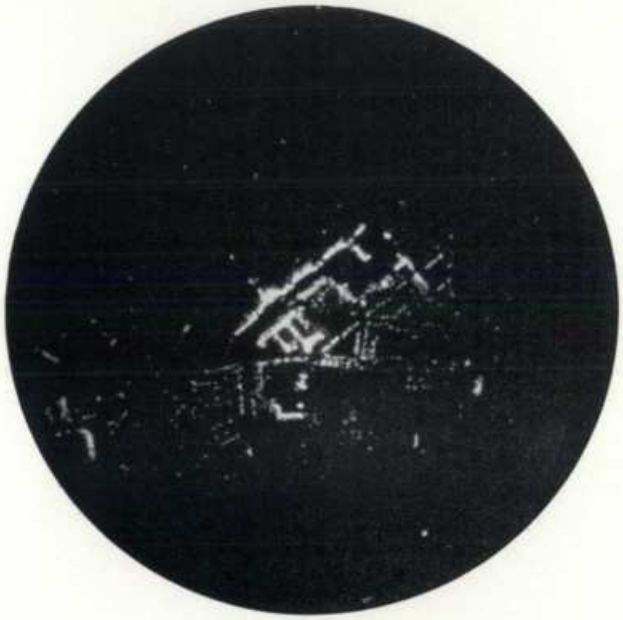

Fig. 15. Als fig. 13, maar bij instelling op het meetgebied van 1000 m. Buiten 500 m neemt de hoeveelheid weergegeven detail snel af.

c) De formule voor de berekening van de dracht, die wij bij de bespreking van het ontwerp hebben gebruikt, heeft voor 4-mm-golven vermoedelijk een slechts beperkte geldigheid. Er is reden om aan te nemen dat bij reflexie van zulke korte golven meer verliezen zullen optreden dan bij langere golven. Zoals wij reeds bij de bespreking van fig. 13 deden opmerken, laten sommige objecten, zoals glazen wanden, de 4-mm-golven goed door. Anderzijds is er bij zo korte golven een grote kans op echte spiegeling door onderdelen van een object, waarbij de teruggeworpen bundel *gericht* is, en dan in het algemeen *niet* naar de ontvangantenne. Alles te zamen genomen, geeft de genoemde formule dus slechts een eerste benadering van de werkelijke dracht.

Bij de bespreking van de ontvanger hebben wij vermeld dat de eerste lopendegolfbuis een ruisgetal van 9 dB (8×) heeft. Ten gevolge van het grote conversieverlies van het mengkristal (14 dB, zie blz. 248) is de invloed van het ruisgetal van de eerste

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

lopendegolfbuis op de totale ruis tamelijk groot [11]). Door toepassing van een buis met geringere eigen ruis kan dus nog een merkbare verbetering worden verkregen. Weliswaar is de invloed hiervan op de dracht betrekkelijk klein, omdat immers de dracht omgekeerd evenredig is met de vierdemachtswortel van het minimale detecteerbare signaal — het laatste is recht evenredig met de totale ruis — doch wel zullen bij verminderde ruis meer echo's binnen de dracht zichtbaar kunnen worden gemaakt. Bij het hier beschreven experiment is voornamelijk de nadruk gelegd op het bereiken van een zo groot mogelijk scheidend vermogen. Het minder gunstige ruisgetal van de eerste lopendegolfbuis is daarbij niet als een bezwaar gevoeld.

[11]) Dit kan onmiddellijk worden afgeleid uit de berekening in kleine letters op blz. 249: F_2 is het ruisgetal van de eerste buis; de naast F_2 optredende term $n_1 = F_1 G_1$ wordt door het grote conversieverlies G_1^{-1} relatief klein.

Samenvatting. Om na te gaan, welke verbetering van het scheidend vermogen kan worden verkregen door van de reeds voor radarinstallaties gangbare golflengte van 8 mm over te gaan tot nog kortere golven, is een experimentele 4-mm-installatie gebouwd. Voor een groot radiaal scheidend vermogen moeten de radarimpulsen zo kort mogelijk zijn. De gekozen impulsduur van 5 nanoseconden ligt zeer dicht bij het minimum dat voor een goede werking van het magnetron wordt vereist. Om de vereiste zeer korte stijgtijd voor de magnetronspanning te realiseren, is een modulator gebouwd die een spanningsimpuls in twee trappen levert. Om de ontvangen echo-impulsen zonder vervorming te kunnen versterken, moet de middenfrequentieversterker van de ontvanger een bandbreedte van 400 MHz hebben. Door de keuze van een zeer hoge middenfrequentie, nl. 4 GHz, kon de relatieve bandbreedte van de m.f. versterker tot 10% beperkt blijven. Versterking bij 4 GHz was mogelijk door gebruik te maken van lopendegolfbuizen, waarvan er in de ontvanger vier in cascade zijn geschakeld. Het mengkristal voor de versterker is geplaatst in een speciaal hiervoor geconstrueerde houder. Als detector van het 4-GHz-signaal is een schijftriode EC 157 toegepast. Deze kan meer video-energie afleveren dan de gebruikelijke kristaldetectoren. Doordat tevens een experimentele beeldbuis met grote gevoeligheid werd toegepast, kon een videoversterker tussen detector en beeldbuis worden vermeden.

EEN EXPERIMENTELE BEELDVERSTERKERBUIS MET ELEKTROSTATISCHE „ZOOM"-OPTIEK

door A. W. WOODHEAD *), D. G. TAYLOR *) en P. SCHAGEN *).

621.383.811

De reeds lang bekende optische „Zoom"-lenzen (lenzen met instelbare brandpuntsafstand) zijn in de laatste jaren zeer belangrijk geworden. Sinds een tiental jaren tracht men een elektronenoptisch analogon hiervan te construeren, d.w.z. een systeem dat een elektronenoptische afbeelding met variabele vergroting levert. Een zeer goede oplossing is hiervoor thans verkregen met een elektrostatisch systeem van het type met concentrisch-bolvormige equipotentiaalvlakken.

Een apparatuur voor het zien bij zeer lage lichtniveaus

De speciale beeldversterkerbuis die in dit artikel wordt beschreven, is ontwikkeld als onderdeel van een apparatuur voor het zien bij uiterst lage lichtniveaus (een „donkerkijker"). Het is duidelijk dat een dergelijke apparatuur van groot nut kan zijn b.v. voor de navigatie ter zee in donkere nachten. Een experimentele uitvoering van de volledige apparatuur, die in het Mullard-laboratorium te Salfords is ontwikkeld, is afgebeeld in *fig. 1* en schematisch weergegeven in *fig. 2* [1]). De waar te nemen scène wordt door een spiegeloptiek (geometrische apertuur f:0,75, effectieve apertuur f:1,0) afgebeeld op de fotokatode van een beeldversterkerbuis. Het aantal elektronen dat door de fotokatode van een dergelijke buis per oppervlakte-eenheid wordt geëmitteerd, is evenredig met de plaatselijke verlichtingssterkte. Het elektronenoptische systeem van de buis versnelt de elektronen en focusseert deze op het fluorescentiescherm (kijkscherm), waar ze een verkleind beeld van de scène produceren. Dit beeld neemt men waar met een binoculaire microscoop die een aanzienlijke vergroting en een grote uittreepupil heeft. De helderheid van het waargenomen

*) Mullard Research Laboratories, Salfords, Engeland.

[1]) De opzet van deze apparatuur is twee jaren geleden beschreven door P. Schagen, D. G. Taylor en A. W. Woodhead, An image intensifier system for direct observation at very low light levels, 2nd Symposium on photo-electronic image devices, Londen, september 1961, gepubliceerd in Advances in Electronics and Electron Physics **16**, 75-83, 1962. — Bijzonderheden over de bijbehorende optiek zijn gepubliceerd terzelfder plaatse, blz. 85-89: A. Bouwers, Low brightness photography by image intensification.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Fig. 1. De complete „donkerkijker", ontwikkeld in het Mullard-laboratorium te Salfords, voor het zien bij uiterst lage lichtniveaus. Het systeem omvat een beeldversterkerbuis, een spiegeloptiek, en een binoculaire microscoop voor het bekijken van het kijkscherm. Het is cardanisch opgehangen in een statief waarmee het gemakkelijk op de juiste hoogte gebracht kan worden. Rechts op het instrument bevindt zich een kastje met een regelknop voor het variëren van de vergroting. Een kastje met de hoogspanningsvoeding voor de beeldversterkerbuis is aan het statief bevestigd.

beeld hangt af van de versnelling van de elektronen (die de lumenversterking bepaalt) en van de verkleining van het beeld in de buis (concentratie van de beschikbare fotonen op een kleine oppervlakte).

Beeldversterkerbuizen zijn reeds herhaaldelijk in dit tijdschrift beschreven. In vele gevallen wordt het principe van de beeldversterking gecombineerd met de mogelijkheid van een golflengteomzetting; bekende voorbeelden hiervan zijn de röntgenbeeldversterker [2]) en de infraroodkijker. In buizen voor dit doel, die tegenwoordig op vrij grote schaal worden gefabriceerd, heeft men tot dusver bij een bepaalde buis een constante (of vrijwel constante) elektronenoptische vergroting. In tegenstelling hiermee heeft de beeldversterkerbuis die in dit artikel wordt beschreven (en waarbij het niet om een golflengteomzetting begonnen is) de eigenschap dat de elektronenoptische vergroting gemakkelijk en continu binnen wijde grenzen kan worden gevarieerd.

Om duidelijk te maken waarom de genoemde eigenschap gewenst is, beschouwen we de verbetering in visuele waarneming die met een beeldversterkersys-

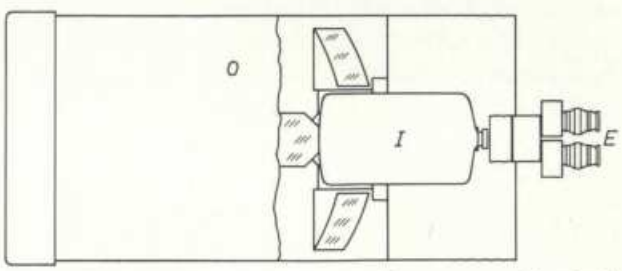

Fig. 2. Schematische voorstelling van het systeem. *O* spiegelobjectief met brandpuntsafstand 35 cm en effectieve apertuur *f*:1,0. *I* beeldversterkerbuis. *E* binoculaire microscoop met vergroting 13,5.

[2]) M. C. Teves en T. Tol, Elektronische versterking van röntgenbeelden, Philips techn. T. **14**, 65-75, 1952. — Zie ook een reeks artikelen in dit tijdschrift, jaargang **17**, no. 3, en J. J. C. Hardenberg, Een apparatuur voor röntgencinematografie met een 28-cm-beeldversterker, Philips techn. T. **20**, 305-319, 1958.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

teem kan worden verkregen. Uit *fig. 3*, die geldt voor een systeem waarin bepaalde optische onderdelen zijn gecombineerd, kan deze verbetering worden afgelezen. In de figuur is dubbellogaritmisch als functie van het helderheidsniveau (luminantie L) uitgezet de kleinste hoek α waaronder een bepaald proefobject met 100% contrast tegen de achtergrond moet worden gezien om door het oog te kunnen worden gedetecteerd. Kromme E geeft de gemeten prestatie [3]) van het ongewapende oog weer bij volledige adaptatie, de krommen I_1, I_2, I_3 daarentegen de berekende prestatie van het oog bij gebruik van een bepaald beeldversterkersysteem, waarbij drie verschillende waarden gekozen zijn voor de totale hoekvergroting M (d.i. de vergroting die resulteert uit de samenwerking van objectief, beeldversterkerbuis en binoculaire microscoop). Men ziet dat de kleinste waarde van de vergroting, $M = 1$, een kromme voor de gezichtsscherpte oplevert die veel lijkt op die van het ongewapende oog en die een even groot gebied van α beslaat, dat echter verschoven is naar ongeveer 1000× kleinere luminanties. Een sterkere vergroting, $M = 4$, levert een kleinere verschuiving naar links, maar een gelijktijdige verschuiving naar boven. Heeft men te maken met luminantieniveaus tussen 10^{-5} en 10^{-7} nit (candela/m²), dan zal een vergroting $M = 4$ klaarblijkelijk gunstiger zijn dan $M = 1$, aangezien details met kleinere hoeken α zichtbaar worden gemaakt. Evenzo zal $M = 16$ gunstiger zijn dan $M = 4$ bij luminanties boven 10^{-5} nit. $M = 1$ daarentegen is de beste vergroting die men kan kiezen bij luminanties beneden 10^{-7} nit, daar men dan bij sterkere vergroting aanzienlijk minder of in het geheel niets onderscheiden kan. Men ziet dus dat men door de totale vergroting variabel te maken een groter gedeelte van het L,α-vlak voor de waarneming toegankelijk maakt dan bij een vaste vergroting. Ten einde een idee te geven om welke lichtniveaus het hier gaat, zij vermeld dat de luminantie van een sneeuwveld in een heldere, maar maanloze nacht op onze breedte en op zeehoogte ongeveer 10^{-4} nit bedraagt [4]).

Een verklaring van de fysische feiten die aan de in fig. 3 weergegeven krommen ten grondslag liggen (waarbij o.a. betrokken zijn het voor waarneming vereiste minimumaantal fotonen en de integratie-eigenschappen van het oog), zou ons hier te ver voeren. De lezer zij hiervoor naar een ander artikel door

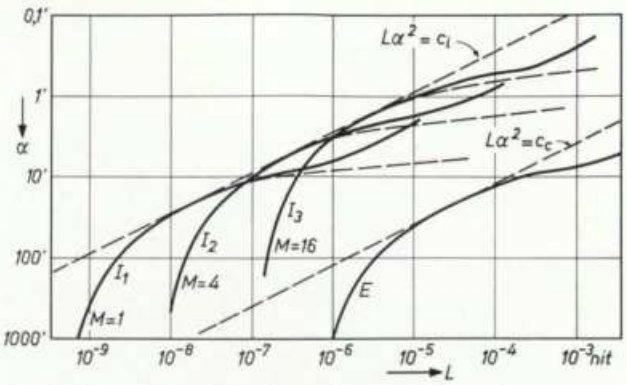

Fig. 3. Gemeten gezichtsscherptekromme E van het ongewapende oog, na volledige adaptatie [3]). De kleinste hoek α waaronder een voorwerp met 100% contrast tegen de achtergrond moet worden gezien om te kunnen worden waargenomen, is uitgezet tegen de luminantie L. De krommen I_1, I_2, I_3 zijn berekend voor een oog dat gewapend is met een beeldversterkersysteem (van de in het artikel beschreven soort, maar met onbeperkt scheidend vermogen), waarbij verschillende waarden van de totale hoekvergroting M zijn ondersteld: resp. $M = 1$, $M = 4$ en $M = 16$.

Als het vermogen van het menselijk oog om over netvliesoppervlakken te integreren onbeperkt was, zou de gezichtsscherptekromme voor het ongewapende oog de rechte lijn $L\alpha^2 = \text{constant} = c_e$ zijn, en die voor het oog gesteund door het beeldversterkersysteem de lijn $L\alpha^2 = \text{constant} = c_i$ (onafhankelijk van de gekozen vergroting).

Ten gevolge van het beperkte scheidend vermogen van het kijkscherm (o.a.) buigen de beeldversterkerkrommen naar een vlak verloop om.

een van de auteurs verwezen [5]).

Een extravoordeel van de variabele vergroting is dat het beschikbare gezichtsveld met afnemende vergroting toeneemt. Ingeval het verlichtingsniveau niet uiterst laag is, zal men derhalve met voordeel eerst een geringe vergroting gebruiken om een groot gezichtsveld te overzien en hierin bepaalde interessante objecten op te sporen, terwijl men dan tot een sterkere vergroting kan overgaan om ieder van deze objecten nader te bekijken.

De experimentele buis die wij voor ons systeem hebben ontwikkeld, heeft een lumenversterking van ongeveer 40 en een elektronenoptische vergroting die gevarieerd kan worden tussen 0,13 en 0,85. De totale hoekvergroting van het systeem wordt derhalve een factor 6,5 gevarieerd, en wel van 2,6× tot 17×. De op grond hiervan berekende resulterende prestatiekromme van het systeem — waarbij aangenomen is dat voor ieder verlichtingsniveau de gunstigste bijpassende vergroting is gekozen — is weergegeven in *fig. 4*.

Ter vergelijking zijn in fig. 4 eveneens weergegeven de berekende krommen voor het oog dat gewapend is respectievelijk met een zg. nachtkijker (7×50) en een monoculaire verrekijker (15×125). Deze krommen (N en T) zijn verkregen door de

[3]) Zie: M. H. Pirenne, F. H. C. Marriott en E. F. O'Doherty, Individual differences in night vision efficiency, Brit. Med. Res. Council, Special Report Series no. 294, Londen 1957.

[4]) Zie: P. J. Bouma, Natuurlijke verlichting en zichtbaarheid des nachts, Philips techn. T. **5**, 307-310, 1940.

[5]) P. Schagen, Electronic aids to night vision, verschijnt binnenkort in J. Television Soc.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

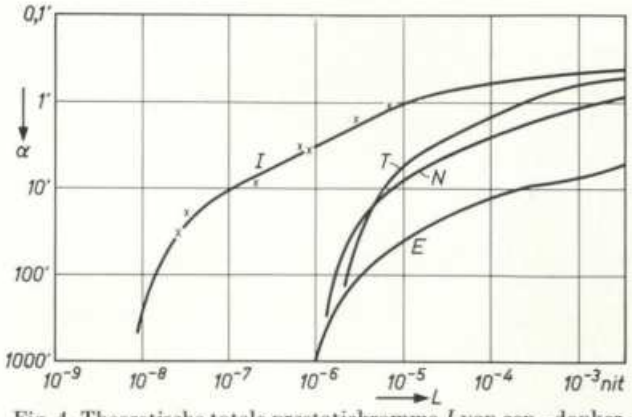

Fig. 4. Theoretische totale prestatiekromme I van een „donkerkijker" als voor elk lichtniveau de gunstigste vergroting (variërend tussen 2,6 en 17) wordt gekozen. De voor onze donkerkijker gevonden meetpunten kloppen goed met deze kromme. E gezichtsscherptekromme voor het ongewapende oog. T en N prestatiekromme van het oog gewapend met resp. een monoculaire verrekijker 15×125 en een zg. nachtkijker 7×50.

kromme E voor het ongewapende oog met de vergrotingsfactor omhoog te schuiven (d.w.z. met resp. een factor 7 en 15) en gelijktijdig met een zekere factor, die de lichtverliezen in het optische systeem in rekening brengt, naar r e c h t s (de doorlating is in beide gevallen ongeveer 70%). Men ziet dat het beeldversterkersysteem het zowel van de nachtkijker als van de verrekijker wint, daar het een goede zichtbaarheid bij veel lagere lichtniveaus levert.

De elektrostatische „Zoom"-optiek

Historische en algemene beschouwingen

Er zij opgemerkt dat het probleem om elektronenoptische systemen met regelbare vergroting te ontwerpen — naar analogie van de bekende optische systemen met deze eigenschap spreekt men van „Zoom"-optieken — niet nieuw is. Bij elektronenmicroscopen met magnetische elektronenlenzen kent men reeds lang de mogelijkheid de vergroting te regelen door variatie van de bekrachtiging van de magneetspoelen [6]). Bij deze methode kost het geen moeite de afbeelding scherp te houden (de scherptediepte van een elektronenmicroscoop is nl. buitengewoon groot), maar de beelddraaiing, die inherent is aan magnetische focussering, verandert. In de elektronenmicroscopie is dat geen bezwaar, bij andere toepassingen echter moet het worden vermeden. Voor de Philips-beeldiconoscoop (een indertijd gebruikt soort televisie-opneembuis) werd een methode ontwikkeld die aan de genoemde voorwaarden voldeed en waarmee de vergroting continu een factor 2 kon worden gevarieerd; publikaties hierover verschenen ongeveer 10 jaar geleden [7]). Deze buis was uitgerust met een focusseersysteem dat bestond uit een combinatie van elektrostatische en magnetische velden. De regelbare vergroting werd verkregen door de normale focusseerspoel in drie afzonderlijk bekrachtigde gedeelten te splitsen die op verschillende afstanden van de fotokatode waren geplaatst, zoals te zien is in *fig. 5*. De drie vrijheidsgraden bij de keuze van de stroom door elk gedeelte maakten het mogelijk het gewenste vergrotingsgebied in te stellen met handhaving van de scherpte en bij een constante beelddraaiing. Hetzelfde principe is onlangs bij een beeldorthicon toegepast; volgens de gepubliceerde gegevens kan hierbij de vergroting een factor 2 worden gevarieerd [8]).

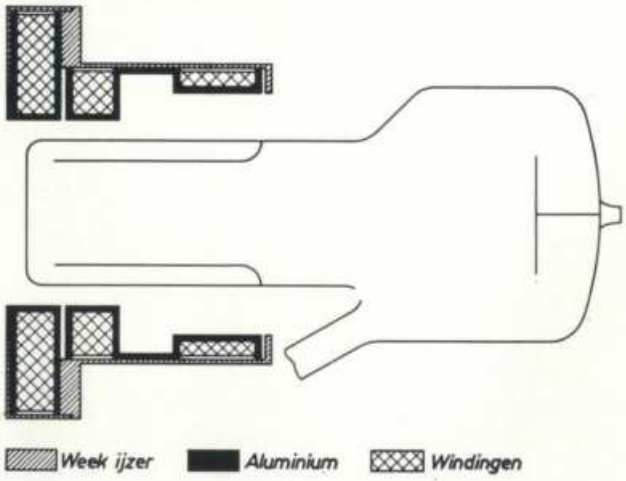

Fig. 5. Elektronenoptisch systeem van de Philips-beeldiconoscoop, een vroeger gebruikt soort televisie-opneembuis, met magnetische focussering. Door afzonderlijke instelling van de stromen door de drie gedeelten van de spoel kon de totale vergroting een factor 2 worden gevarieerd, met handhaving van de scherpte en van de beelddraaiing (vgl. [7])).

Hoewel op deze wijze in systemen met magnetische focussering een regelbare vergroting te verkrijgen is, hebben dergelijke systemen in apparaturen voor het hier beoogde doel (en overigens ook voor andere doelen) ernstige nadelen: 1) In een buis met magnetische focussering is het moeilijk een aanzienlijke verkleining te realiseren. 2) Magnetische focus-

[6]) Zie: J. B. le Poole, Een nieuw elektronenmicroscoop met continu regelbare vergroting, Philips techn. T. **9**, 33-46, 1947.

[7]) J. C. Francken en H. Bruining, Nieuwe ontwikkelingen aan de beeldiconoscoop, Philips techn. T. **14**, 282-290, 1952. Zie ook: P. Schagen, H. Bruining en J. C. Francken, De beeldiconoscoop, een opneembuis voor televisie, Philips techn. T. **13**, 71-85, 1951.

[8]) Tako Ando, Zoom image tubes, voordracht gehouden op de International Television Conference, I.E.E., Londen 1962. Bij een beeldorthicon is men ook erin geslaagd de vergroting van 0,84 tot 1,4 te variëren door een extra focusseerspoel te gebruiken en de sterkte van de elektrostatische lens in het afbeeldingsgedeelte van de buis te regelen; deze methode is beschreven door S. Miyashiro en Y. Nakayama, Electronic zooming with the image orthicon television pick-up tube, 2nd Symposium on photo-electronic image devices, Advances in Electronics and Electron Physics **16**, 195-211, 1962.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sering brengt een grotere omvang en een groter gewicht van de apparatuur mee. 3) De elektrische voedingen moeten zeer zorgvuldig worden gestabiliseerd om het beeld scherp te houden.

Bij elektronenoptische systemen met zuiver elektrostatische velden heeft men dergelijke complicaties niet. In dat geval treden wel andere moeilijkheden op, maar deze heeft men kunnen overwinnen, zoals hieronder zal worden uiteengezet.

Een elektrostatisch systeem met regelbare vergroting is een aantal jaren geleden beschreven door Zworykin en Morton [9]). Dit systeem bestond in wezen uit een combinatie van drie cilinderlenzen. Door wijziging van de potentiaal van de middelste cilinder werd de vergroting gevarieerd, en het beeld werd weer scherp gesteld door de spanning op de cilinder met de laagste potentiaal bij te regelen. Met deze opstelling heeft men slechts een beperkt regelgebied voor de vergroting, en alle afbeeldingsfouten van dit soort elektronenoptiek doen zich gevoelen.

Reeds geruime tijd geleden heeft men beeldbuizen geconstrueerd met een elektrostatische focussering gebaseerd op een veld met concentrisch-bolvormige equipotentiaalvlakken. Hierbij wordt een veel betere beeldkwaliteit verkregen dan met vroegere systemen mogelijk was [10]). We hadden redenen om aan te nemen dat bij een buis met een elektronenoptisch systeem volgens dit principe de toevoeging van een convergerende lens van regelbare sterkte, mits deze nabij het scherm wordt aangebracht, een aanzienlijke variatie van de vergroting mogelijk zou maken zonder al te sterke verplaatsing van het beeldvlak. Een aanwijzing in deze richting leverden de experimenten die in het Mullard-laboratorium werden uitgevoerd met de triode-beeldversterker ME 1201, een buis die op vrij grote schaal als ultrasnelle fotografische sluiter is gebruikt [11]). Op grond hiervan kon men verwachten dat men de vergroting met een factor 4 zou kunnen variëren. Uitgaande van de beschreven gedachte komt men tot een buisontwerp als schematisch weergegeven in *fig. 6*. Bevinden zich de anode en het scherm op dezelfde potentiaal, dan heeft men een normale drie-elektroden-buis van het type met concentrisch-bolvormige equipotentiaalvlakken en met een vergroting van ongeveer 0,85. Wordt de potentiaal van de anode A_1 verlaagd, dan ontstaat er tussen anode en scherm een convergerende lens en wordt het beeld sterker verkleind. De scherpte van het beeld kan worden gehandhaafd door gelijktijdig de potentiaal van de focusseerelektrode (F in fig. 6) bij te regelen.

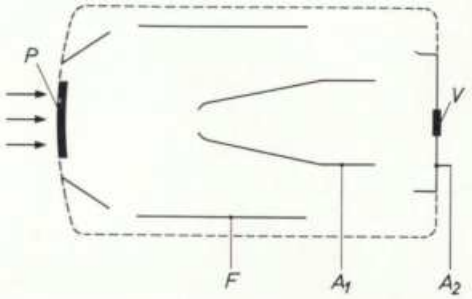

Fig. 6. Beeldversterkerbuis met een elektronenoptisch systeem van het type met concentrisch-bolvormige equipotentiaalvlakken, waarbij een extra elektrode A_2 is toegevoegd om de vergroting te variëren (schematisch). P fotokatode. A_1 hoofdanode (sferisch). V kijkscherm. F focusseerelektrode.

De werkelijke buis

De werkelijke buis die uit deze algemene beschouwingen is voortgekomen, is in *fig. 7* en *8* weergegeven. Met deze buis kan zelfs een nog groter gebied van vergrotingen worden bestreken dan werd verwacht, nl. van 0,85 tot 0,13, zoals aan het begin van dit artikel vermeld. De totale hoekvergroting van het systeem kan dus een factor 6,5 worden gevarieerd. Bij de ontwikkeling van deze buis moest speciale aandacht worden besteed aan twee problemen, nl. achteruitgang van het beeldcontrast en achteruitgang van de scherpte naar de randen van het beeld toe. Het laatstgenoemde probleem zullen wij het eerst bespreken.

Bij een elektrostatisch focusseersysteem gebaseerd op het principe van de concentrische bolopper-vlakken, zal het scheidend vermogen naar de rand van het beeld toe moeten afnemen, aangezien het beeldvlak sferisch gekromd is terwijl men een vlak kijkscherm heeft. Men kan dit niet verhelpen door

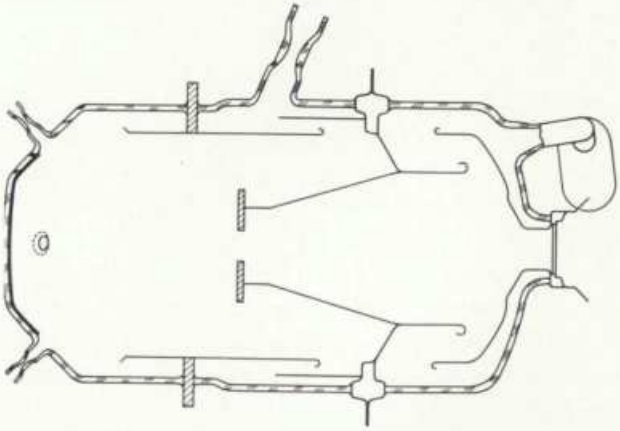

Fig. 7. Beeldversterkerbuis voor de donkerkijker, ontwikkeld in het Mullard-laboratorium: vereenvoudigde doorsnede van de buis, waarin men dezelfde onderdelen ziet als in fig. 6.

[9]) V. K. Zworykin en G. A. Morton, Television, Chapman and Hall, Londen 1954, 2e druk, blz. 151.

[10]) P. Schagen, H. Bruining en J. C. Francken, A simple electrostatic electron-optical system with only one voltage, Philips Res. Repts. **7**, 119-130, 1952.

[11]) J. A. Jenkins en R. A. Chippendale, Ultrasnelle momentfotografie met behulp van de beeldtransformator, Philips techn. T. **14**, 363-376, 1952.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

het scherm aan te passen bij de vorm van het beeldvlak, aangezien deze vorm met de vergroting varieert; bovendien zou men voor een zo sterk gekromd scherm geen geschikt oculair kunnen ontwerpen. Een goed ontworpen elektronenoptisch systeem van deze soort heeft wel een grote scherptediepte, zodat het gehele effect nog al mee zou kunnen vallen. De convergerende lens echter, die in de buis met variabele vergroting is toegevoegd, versterkt de kromming van het beeldvlak en maakt derhalve het scherpteverlies als men zich van de elektronenoptische as verwijdert, nog erger.

Een eenvoudige oplossing zou daarin bestaan de kromtestraal van de fotokatode te verkleinen, waardoor de kromming van het beeldvlak wordt verminderd. Helaas was bij de in fig. 8 afgebeelde buis de kromming van de katode reeds volledig bepaald door de eis dat deze moest passen bij het sferische beeldvlak van de gebruikte spiegeloptiek [1]) (fig. 2), zodat deze kunstgreep niet rechtstreeks kon worden toegepast. Er is echter een compromis gevonden door de buis een grotere diameter te geven en de vorm van het katodegedeelte buiten het nuttig gebruikte foto-emitterende oppervlak zodanig te kiezen dat de equipotentiaalvlakken nabij de katode sterker gekromd zijn (vergroting van de schijnbare kromming van de katode). Het resultaat is weergegeven in *fig. 9*; hier is het gemeten scheidend vermogen van het beeld uitgezet tegen de afstand tot het midden. Het scheidend vermogen in het midden is door de korreligheid van het kijkscherm beperkt

Fig. 8. Beeldversterkerbuis voor de donkerkijker, ontwikkeld in het Mullard-laboratorium. Rechts het venster met de fotokatode (6 cm diameter). De metalen ringen die deel uitmaken van het omhulsel van de buis dienen voor het monteren van de buis en tegelijkertijd voor het aansluiten van de verschillende elektrodes op hun resp. voeding. Links ziet men een getterpomp voor het handhaven van het vereiste vacuüm.

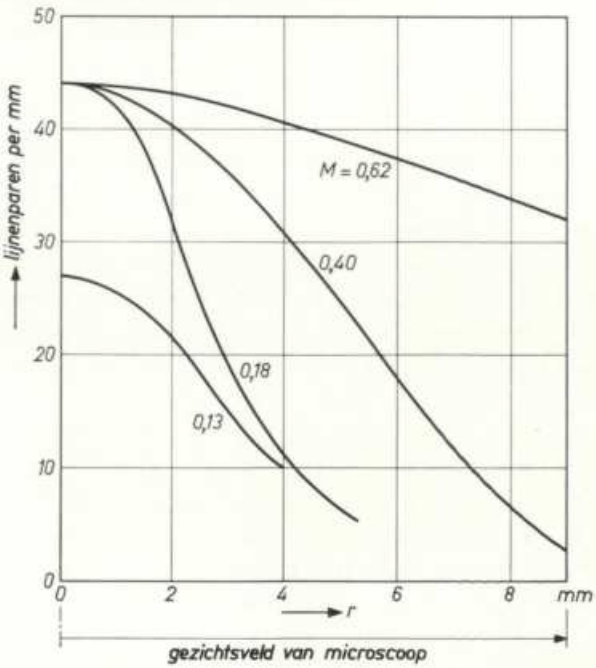

Fig. 9. Verloop van het scheidend vermogen in het beeld op het kijkscherm als functie van de afstand tot het midden, bij verschillende vergrotingen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

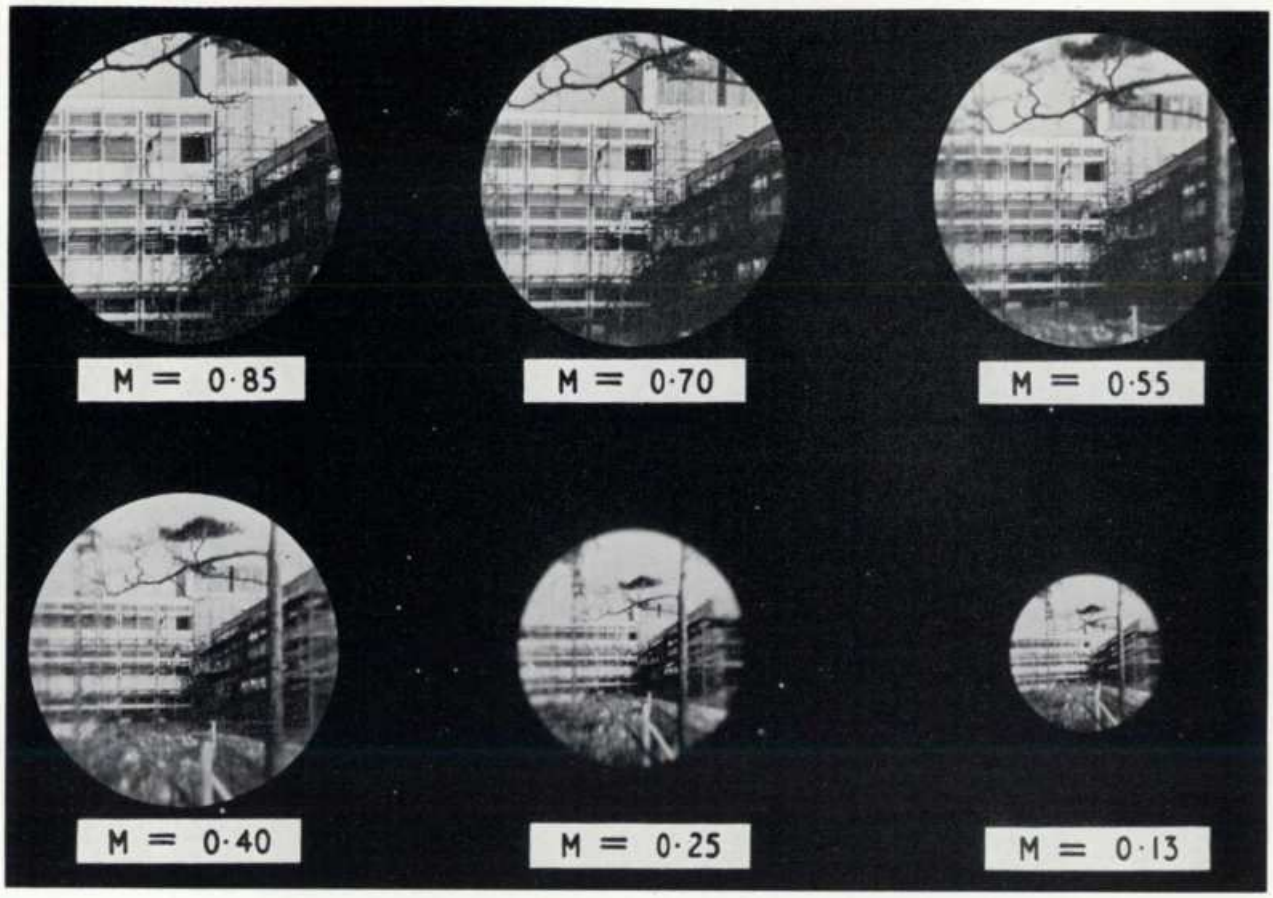

Fig. 10. Foto's van het kijkscherm, genomen bij verschillende waarden van de vergroting.

tot ongeveer 45 lijnenparen per mm (bij een testpatroon met 100% contrast). Dit komt neer op een scheidend vermogen dat 3,5× zo groot is als dat van een televisiebeeld met 625 lijnen. In *fig. 10* is een reeks foto's van het kijkscherm van de buis gereproduceerd die bij verschillende vergrotingen genomen zijn.

Een verlies aan contrast kan worden veroorzaakt door vals licht op het fluorescentiescherm, dat op verschillende manieren kan ontstaan. Door verstrooide elektronen in de buis kunnen op de isolerende gedeelten van de buiswand ladingen worden geaccumuleerd. Treedt er dan doorslag tussen geladen oppervlakken op, dan kan hierbij straling worden geëmitteerd en de wandoppervlakken kunnen op deze wijze licht naar de fotokatode terugzenden. Dit verschijnsel, dat ook in röntgenbeeldversterkers en infraroodkijkers kan optreden, wordt in voldoende mate tegengegaan door een geschikte vormgeving van de elektrodes, nl. zodanig dat ze de genoemde straling beletten de katode te bereiken. Andere mogelijke oorzaken van een achtergrondhelderheid zijn de thermische elektronenemissie van de fotokatode en het ionenbombardement op de katode, waardoor secundaire elektronen worden vrijgemaakt. De door deze verschijnselen veroorzaakte achtergrondhelderheid van het kijkscherm bedraagt minder dan 3×10^{-6} nit, als de buis op een anodespanning van 25 kV werkt. Ten slotte kan een aanzienlijk verlies aan contrast ontstaan door licht dat door de fotokatode wordt doorgelaten (men kan deze niet volledig ondoorzichtig maken) en binnen de buis naar de fotokatode wordt teruggekaatst. Om dit verschijnsel te beperken, wordt op de elektrodes een laag met gering reflexievermogen aangebracht. Dank zij al deze maatregelen is de contrastweergave van de buis buitengewoon goed.

Nog enkele woorden over de regeling van de vergroting. Het verloop van de vergroting als functie van de anodepotentiaal V_{A_1} ten opzichte van de fotokatode is in *fig. 11* weergegeven. In dezelfde grafiek is ook de potentiaal uitgezet waarop men de focusseerelektrode moet brengen om het beeld scherp te houden. Men kan een buis zodanig ontwerpen dat de laatstgenoemde potentiaal in een groot gedeelte van het regelgebied zeer klein of zelfs nul is. Dit lijkt aantrekkelijk, aangezien het de regeling van de vergroting zou vereenvoudigen. De vorm van de kromme voor de focusseringspotentiaal, zoals b.v. de kromme in fig. 11, is echter uiterst gevoelig voor kleine veranderingen in de afstand van fotokatode tot

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

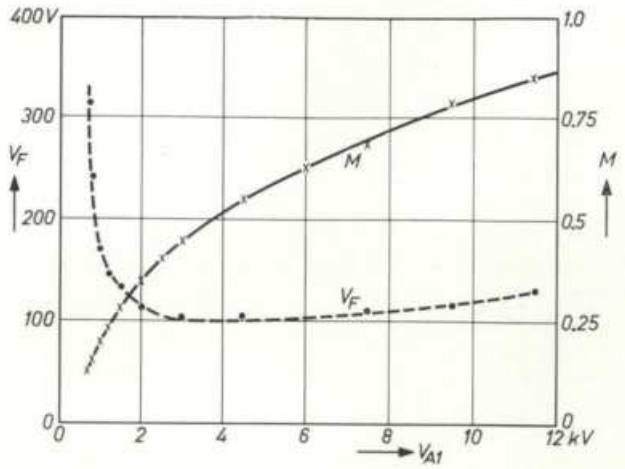

Fig. 11. Vergroting M van de beeldversterkerbuis als functie van de spanning V_{A1}. De gestippelde kromme geeft de potentiaal V_F waarop de focusseerelektrode moet worden gebracht om het beeld scherp te houden.

anode. Het gevaar zou bestaan dat door kleine, bij de fabricage onvermijdelijke, afwijkingen van de nominale buisafmetingen de genoemde focusseerkarakteristiek aanzienlijk zou veranderen en er zelfs een kromme uit zou komen die in zekere gedeelten van het regelgebied negatieve waarden aanneemt. Dit zou ongewenste complicaties in het ontwerp van de voeding veroorzaken.

De onderhavige buis is derhalve opzettelijk ontworpen voor betrekkelijk grote positieve focusseringspotentialen (fig. 11). De regeling van de vergroting hebben wij desalniettemin zeer eenvoudig kunnen maken door de aandrijving van de twee potentiometers die de spanning van de anode en van de focusseerelektrode regelen, onderling te koppelen via een eenvoudige nokkenschijf. Men kan derhalve de vergroting continu over het gehele vergrotingsgebied regelen door draaien van een enkele knop.

Slotopmerkingen

De beschreven buis is speciaal aangepast bij de optiek die moest worden gebruikt voor de in fig. 1 afgebeelde donkerkijker.

De beschreven methode om een regelbare vergroting te verkrijgen kan echter worden toegepast bij iedere beeldbuis die met elektrostatische focussering werkt, ook bij buizen waarin tevens een golflengteomzetting wordt beoogd. Een voorbeeld van een dergelijk instrument waarin een regelbare vergroting buitengewoon nuttig zou kunnen zijn, is een ultravioletmicroscoop, waarin een beeldomzetter wordt gebruikt om het beeld zichtbaar te maken. De methode zou ook van nut kunnen zijn voor de bekende röntgenbeeldversterkers die voor medische doeleinden worden gebruikt. Ten slotte zou een elektronenoptische Zoom-lens van de beschreven soort zelf als vervanging kunnen dienen voor de thans veel gebruikte optische Zoom-lens, met name in gevallen waar de mogelijkheid om de vergroting langs elektrische in plaats van mechanische weg te regelen aantrekkelijk schijnt.

Bij sommige van deze toepassingen zal misschien geen objectief te pas komen of zal men een grotere vrijheid in de keuze hiervan hebben, zodat men een sterkere kromming van de fotokatode kan kiezen. Het zal dan mogelijk zijn het beeldvlak voldoende vlak te maken zonder dat de diameter van de buis veel groter behoeft te zijn dan die van het nuttige oppervlak van de fotokatode.

Samenvatting. In het Mullard-laboratorium te Salfords is een systeem voor het zien bij lage lichtniveaus uitgewerkt waarbij een speciale beeldversterkerbuis wordt gebruikt. De buis bevat een elektrostatisch elektronenoptisch systeem van het type met concentrisch-bolvormige equipotentiaalvlakken; hij levert op het kijkscherm een verkleind beeld met een lumenversterking van ongeveer 40. Dank zij de toevoeging van een elektrode nabij het scherm kan de verkleiningsfactor door eenvoudige regeling van de anodespanning worden gevarieerd tussen 1:0,85 en 1:0,13. Dank zij de aldus bereikte variatie van de totale hoekvergroting met een factor 6,5 kan men binnen een zeer groot gebied van verlichtingsniveaus telkens die vergroting kiezen die de gunstigste gezichtsscherptekromme oplevert; hierdoor is een behoorlijke waarneming nog mogelijk bij luminanties tot ongeveer 10^{-5} cd/m² (dat is enige duizenden malen kleiner dan de luminantie van een sneeuwveld in een heldere maanloze nacht).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

FYSISCHE GRONDSLAGEN VAN DE FOTOGELEIDING

door L. HEIJNE *).

537.312.5:537.311.4

I. GRONDBEGRIPPEN; CONTACTEN OP HALFGELEIDERS

De belangstelling voor de fotogeleiding is de laatste jaren sterk gegroeid. Dit is niet alleen een gevolg van de vele technische toepassingen die de fotogeleidende materialen hebben gevonden, maar ook van het feit dat het verschijnsel een waardevol hulpmiddel is gebleken voor het bestuderen van eigenschappen van halfgeleiders. In een serie van drie artikelen in dit tijdschrift zullen de algemene aspecten van de fotogeleiding nader worden beschouwd. In deze artikelen zal beschreven worden hoe men de optredende verschijnselen verklaart met behulp van het zg. bandenmodel van de vaste stof. Speciale aandacht zal worden geschonken aan de wijze waarop de fotogeleidende eigenschappen afhangen van de levensduur der ladingdragers, van het recombinatiemechanisme, van de aanwezigheid van diverse typen stoorcentra, van de aard der contacten en van het eventuele optreden van ruimtelading.

In het eerste artikel, dat hieronder volgt, worden de voornaamste grondbegrippen behandeld, alsmede de invloed van op een fotogeleider aangebrachte contacten.

Inleiding

Zoals uit de naam blijkt, is fotogeleiding het verschijnsel dat het geleidingsvermogen van een stof voor elektrische stroom onder de invloed van licht verandert. Dit effect, dat in 1873 voor het eerst werd waargenomen bij de stof seleen [1]) en in de jaren daarna in de bekende seleencellen toepassing vond, is gedurende de afgelopen 15 jaren opnieuw en steeds meer in de belangstelling gekomen. De oorzaak hiervan is tweeledig. Dank zij de vooruitgang op het gebied van het bereiden van zeer zuivere stoffen, en dank zij het diepere inzicht in de elektronische processen in de vaste stof, is het mogelijk geworden op reproduceerbare wijze fotogeleidingscellen (fotoweerstanden) te fabriceren van grote gevoeligheid en geschikt voor uiteenlopende spectrale gebieden. Bovendien is het mogelijk uit metingen van de fotogeleiding en daarmee verwante verschijnselen gegevens te verkrijgen over allerlei belangrijke eigenschappen van halfgeleiders of isolatoren, zoals de levensduur en beweeglijkheid van ladingdragers, de „diepte" van stoorcentra, enz.

Enige praktische aspecten van fotogeleiding zijn reeds eerder in dit tijdschrift naar voren gekomen, zoals de toepassing in een opneembuis voor televisie[2]) of in een vastestof-beeldversterker [3]), en de bereiding en eigenschappen van fotoweerstanden van cadmiumsulfide [4]) en van indiumantimonide [5]).

In drie artikelen, waarvan dit het eerste is, willen wij nu de aandacht richten op algemene en fundamentele aspecten van het verschijnsel en trachten de fysische achtergrond te belichten van allerlei uit de praktijk reeds bekende eigenschappen van fotogeleiders. Daarbij zullen o.m. aan de orde komen de gevoeligheid en de responsiesnelheid, de wijze waarop de fotostroom afhangt van de golflengte van het opvallende licht, de invloed van de temperatuur, de consequenties van het feit dat men een stuk fotogeleidend materiaal meestal slechts in een schakeling kan opnemen door het te voorzien van metalen contacten, enz. Ook zal de verwantschap tussen fotogeleiding en luminescentie naar voren komen. Processen die gepaard gaan met chemische veranderingen in de stof, zoals die welke optreden in materialen voor fotografische emulsies, zullen buiten beschouwing worden gelaten [6]).

In het onderhavige artikel bespreken we enige grondbegrippen alsmede de invloed van contacten, in het tweede de invloed van stoorcentra op de levensduur van de ladingdragers en op de responsiesnelheid (zowel voor gevallen met één als met meerdere soorten stoorcentra), en in het derde enige bijzondere effecten.

Als basis van onze beschouwingen fungeert het inzicht in de eigenschappen van halfgeleiders dat men de laatste jaren gekregen heeft door het bestuderen van de transistormaterialen germanium en silicium. Vooral in dit eerste artikel zal de behandeling der diverse onderwerpen dikwijls beginnen met een beschouwing die voor halfgeleiders in het algemeen geldt; vervolgens wordt deze dan uitgebreid tot of toegespitst op het geval dat er ook fotogeleiding in het materiaal optreedt.

*) Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

[1]) W. Smith, Nature **7**, 303, 1873.
[2]) Philips techn. T. **16**, 43, 1954 en **24**, 64, 1962.
[3]) Philips techn. T. **18**, 357, 1956.
[4]) Philips techn. T. **20**, 285, 1958.
[5]) Philips techn. T. **22**, 357, 1960.

[6]) Uitvoeriger vindt men de fotogeleiding behandeld in R. H. Bube, Photoconductivity of solids, Wiley, New York 1960 of in T. S. Moss, Photoconductivity in the elements, Butterworths, Londen 1952. Een overzicht geeft F. Stöckmann, Z. angew. Phys. **11**, 68, 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Energieniveaus van de elektronen in een vaste stof; het bandenschema

Evenmin als elektronen in geïsoleerde atomen een willekeurige energie kunnen bezitten, is dit het geval wanneer deze atomen tot een kristal verenigd zijn. Terwijl evenwel bij een geïsoleerd atoom de energie van een elektron slechts enkele discrete waarden kan hebben, vindt men in een vaste stof een zeer groot aantal mogelijke energieniveaus. Deze niveaus zijn doorgaans verenigd in groepen, de zg. banden, die bij een volmaakt zuiver kristal gescheiden zijn door intervallen waarin geen enkel mogelijk energieniveau ligt, de zg. verboden zones. De energieverschillen der naburige niveaus in een band zijn zeer klein; globaal kan men een band beschouwen als een continuüm van mogelijke energiewaarden. Volgens de verbodsregel van Pauli kan echter het aantal elektronen dat zich in een band bevindt, niet groter zijn dan het aantal niveaus waaruit deze band bestaat. Is het hieraan gelijk, dan is de band geheel gevuld. In dat geval kan geen beweging van elektronen en dus geen elektrische geleiding optreden. Een isolator bevat uitsluitend geheel gevulde banden; een metaal bevat één band die slechts gedeeltelijk gevuld is.

Het is gebruikelijk de energietoestanden van de ladingdragers voor te stellen in een zg. bandenschema. Dit is een figuur waarin verticaal de energie van de elektronen is uitgezet. In *fig. 1* vindt men de bandenschema's weergegeven van een isolator en van een metaal.

Elektronen die een niveau in een gedeeltelijk gevulde band bezetten, kunnen in het algemeen uit een aangelegd elektrisch veld een kleine hoeveelheid energie opnemen en zich zodoende vrij bewegen. Deze band draagt daarom de naam geleidingsband; de eerstvolgende daaronder gelegen band heet valentieband.

Bij halfgeleiders is de geleidingsband hetzij bijna leeg hetzij bijna vol. In het eerste geval kunnen de elektronen zich, zoals boven geschetst, vrij bewegen onder invloed van een aangelegd veld; men spreekt dan van geleiding van type *N*. Is een band nagenoeg geheel gevuld, dan kan men de geleiding het beste beschrijven door niet de beweging van de elektronen te beschouwen maar die van de weinige plaatsen waar zich nog een elektron zou hebben kunnen bevinden, de zg. gaten. Men spreekt in dit geval ook van gatengeleiding, of van geleiding van type *P* omdat de gaten zich gedragen als positieve ladingdragers.

Zoals nog nader uiteengezet zal worden, is de bezetting van de energieniveaus niet geheel onafhankelijk van de temperatuur. Interessant is het geval van een stof waarin bij het absolute nulpunt de geleidingsband geheel leeg is. Wordt nu de temperatuur verhoogd, dan kunnen door het opnemen van thermische energie elektronen van de valentieband overgaan in de geleidingsband en daar een zekere tijd verblijven. Zo'n overgang zal des te gemakkelijker kunnen plaatsvinden naarmate de breedte van de verboden zone, de zg. bandafstand, kleiner is en de temperatuur hoger. De stof, die bij het absolute nulpunt een isolator was, is nu bij eindige temperatuur een intrinsieke halfgeleider geworden, d.w.z. de elektronen die zich in de geleidingsband bevinden, zijn alle afkomstig uit de valentieband. Laatstgenoemde band bevat dus een gelijk aantal gaten. Afgezien van kleine spontane fluctuaties („ruis"), zijn in thermisch evenwicht de elektronen- en de gatenconcentratie constant doordat gemiddeld voortdurend evenveel geleidingselektronen met gaten recombineren als er nieuwe ontstaan.

De evenwichtsconcentraties van de elektronen en gaten zijn niet langer gelijk aan die welke uit de bovenstaande beschouwing volgen, wanneer er in de stof zg. stoorcentra aanwezig zijn, b.v. vreemde atomen. Enkele van de diverse functies die deze stoorcentra vervullen, zullen in het volgende ter sprake komen. De voornaamste zijn het afstaan en opnemen van elektronen. Men onderscheidt donorcentra, dat zijn centra die elektronen kunnen afstaan (vaak een atoom dat meer valentie-elektronen bezit dan het atoom van het moederrooster welks plaats het inneemt), en acceptorcentra, die elektronen opnemen of gaten leveren (b.v. atomen met minder valentie-elektronen). Een elektron dat aan zo'n centrum gebonden is, kan een

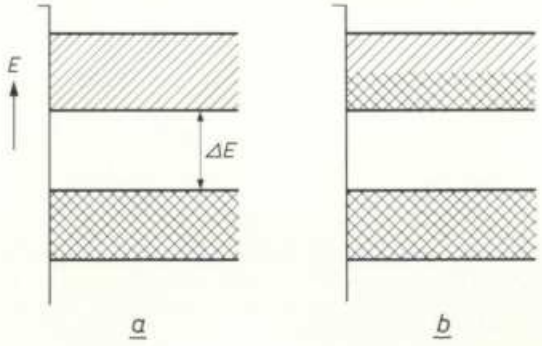

Fig. 1. Bandenschema van een isolator (*a*) en van een metaal (*b*). Verticaal is uitgezet de elektronenenergie *E*; het boveneinde van de ordinaatas geeft de energie aan van een elektron dat zich juist buiten het materiaal bevindt. De horizontale coördinaat heeft hier geen fysische betekenis maar kan eventueel symbolisch een ruimtecoördinaat voorstellen. Van de diverse banden zijn alleen getekend de hoogste van de geheel gevulde banden (dubbele arcering), de zg. valentieband, en de daarop volgende, de geleidingsband. De breedte ΔE van de verboden zone tussen deze twee banden is de zg. bandafstand. Bij een isolator is de geleidingsband geheel leeg (enkele arcering), bij een metaal ongeveer half vol.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

energie bezitten die in de verboden zone van het ongestoorde kristal ligt. Men noemt zo'n energiewaarde in het algemeen een „stoorniveau" of, meer specialiserend, een donor- resp. een acceptorniveau. Ligt het energieniveau van een aan een donorcentrum gebonden elektron vlak onder de geleidingsband, dan zal slechts een zeer kleine thermische energie voldoende zijn om zo'n elektron in de geleidingsband te brengen; bij kamertemperatuur is een dergelijk donorniveau in de regel onbezet. Ligt het stoorniveau dieper, dan zal thermische excitatie slechts zelden gebeuren. Een analoge redenering geldt voor stoorcentra die gaten leveren; hierbij moet men rekenen met de energieafstand tot de valentieband. Halfgeleiders waarin de ladingdragers in hoofdzaak afkomstig zijn van stoorcentra, noemt men extrinsieke halfgeleiders [7]). Het bandenschema van een halfgeleider met stoorcentra vindt men in *fig. 2*.

Op grond van statistische beschouwingen kan men aantonen dat, in thermisch evenwicht, het produkt van elektronen- en gatenconcentratie constant is, dat wil zeggen: onafhankelijk van de aanwezigheid van stoorcentra en alleen een functie van de temperatuur en de bandafstand.

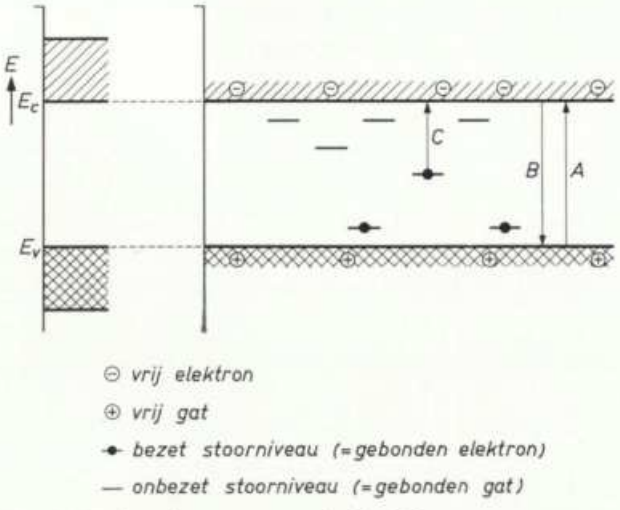

Fig. 2. Bandenschema van een halfgeleider met stoorcentra. Aangegeven zijn alleen de ondergrens van de geleidingsband ($E = E_c$) en de bovengrens van de valentieband ($E = E_v$); zie het schetsje links. Het is gebruikelijk niveaus die corresponderen met stoorcentra aan te geven als korte strepen. Hiermee wordt symbolisch weergegeven dat elektronen of gaten die een dergelijk niveau bezetten, gelocaliseerd zijn. Relatief hoog gelegen stoorniveaus zijn grotendeels onbezet, laag gelegen stoorniveaus grotendeels gevuld.

De pijlen *A* en *B* stellen resp. een excitatie en een recombinatie voor, *C* is een excitatie uit een stoorcentrum. Het verschil met een isolator wordt niet tot uitdrukking gebracht door middel van de arcering; soms worden onder in de geleidingsband enige elektronen en/of boven in de valentieband enige gaten getekend.

[7]) Een uitvoerige behandeling van de fysica der halfgeleiders vindt men o.a. in W. Shockley, Electrons and holes in semiconductors, Van Nostrand, New York 1950, en in E. Spenke, Elektronische Halbleiter, Springer, Berlijn 1956.

Tot slot zij nog opgemerkt dat stoorcentra een grote invloed kunnen hebben op de snelheid waarmee na een storing het evenwicht zich herstelt of waarmee een nieuwe stationaire toestand zich instelt. In het tweede artikel zal dit uitvoerig ter sprake komen.

Er bestaat een diepgaande analogie tussen het „spectrum" der toegestane energiewaarden van het bandenschema en dat van de discrete energiewaarden die door de elektronen in één enkel atoom bezet kunnen worden: iedere band correspondeert nl. met één zo'n discrete energiewaarde. Men kan dit als volgt kwalitatief inzien. Beschouw eerst in gedachten een kristal waarvan de atomen een zo grote onderlinge afstand hebben dat ze elkaar niet beïnvloeden. Voor de elektronen in dit kristal zou het schema van toegestane energiewaarden identiek zijn met het atomaire. Brengt men de atomen dichter bij elkaar, dan wordt de onderlinge wisselwerking merkbaar: de elektronen bevinden zich niet langer uitsluitend in het veld van hun eigen atoom maar worden ook beïnvloed door de velden van de andere atomen. Dientengevolge splitst ieder energieniveau zich in een groot aantal componenten. Het energieverschil van de deelniveaus wordt groter naarmate de interatomaire afstand kleiner wordt, maar is in absolute zin steeds zeer klein. Daar verder het aantal deelniveaus zeer groot is, kan men het geheel van de uit één niveau ontstane deelniveaus beschouwen als een quasicontinu gebied van toegestane energiewaarden.

Fotogeleiding

De overgang van een elektron uit een laag gelegen niveau naar een hoger kan, behalve door thermische energie, ook teweeggebracht worden door een lichtquantum, dat daarbij in de stof geabsorbeerd wordt (inwendig foto-elektrisch effect). Hoewel hetzelfde evenzeer geldt voor röntgen- of γ-quanta, zullen we ons in het volgende beperken tot de quanta van infrarode, zichtbare en ultraviolette straling. Het zal duidelijk zijn dat lichtquanta met een kleinere energie dan de bandafstand geen overgang van de volle naar de lege band kunnen bewerkstelligen. Dit komt in het optische absorptiespectrum van de stof tot uiting door het optreden van een absorptiekant. De hiermee corresponderende golflengte noemt men de grensgolflengte: licht met een kleinere golflengte (grotere quantumenergie) wordt sterk geabsorbeerd, licht met een grotere golflengte wordt doorgelaten (*fig. 3*). Bij grotere golflengten dan die van de absorptiekant kunnen evenwel nog absorptiebanden optreden als gevolg van de aanslag van elektronen uit stoorniveaus (fig. 2, pijl *C*).

Door deze excitatieprocessen, die dus optreden wanneer men de stof aan straling blootstelt, wordt de concentratie van vrije elektronen en gaten verhoogd, zodat het elektrisch geleidingsvermogen van de stof toeneemt. Dit is het verschijnsel der fotogeleiding. Meestal is de fotostroom het sterkst voor licht van ongeveer de golflengte van de absorptiekant en treden bij grotere golflengte overeen-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

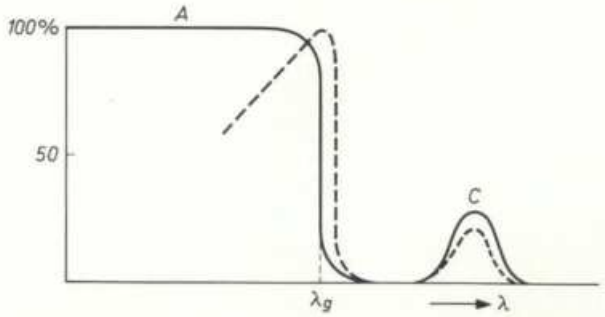

Fig. 3. Het verloop van de lichtabsorptie (getrokken lijn) en van de fotostroom (streeplijn) als functie van de golflengte van het op een fotogeleider vallende licht. De maximumwaarde is voor beide 100% gesteld. Het gebied A van het absorptiespectrum correspondeert met excitatie van elektronen uit de valentieband (overgang A in fig. 1); de quantumenergie van licht met golflengte λ_g waarbij de zg. absorptiekant in het spectrum optreedt, is gelijk aan de bandafstand $E_c - E_v$. De piek C correspondeert met excitatie uit een stoorcentrum waarvan het energieniveau in de verboden zone ligt (overgang C in fig. 2).

komstige maxima op als in de absorptiekromme, als gevolg van aanslag uit stoorniveaus (zie de streeplijn in fig. 2).

Het afnemen van de fotogeleiding als de golflengte aanmerkelijk kleiner wordt dan de grensgolflengte, is een oppervlakeffect. In het derde artikel zullen we daar nader op ingaan.

De formule van Fermi-Dirac voor de bezetting van de energieniveaus

De kans $f(E)$ dat een energieniveau met energie E door een elektron bezet is, wordt gegeven door de formule van Fermi-Dirac:

$$f(E) = \frac{1}{1+\exp\,[(E-E_F)/kT]}. \quad . \quad (I,1)$$

Deze formule komt in de quantumstatistiek van deeltjes die onderworpen zijn aan de verbodsregel van Pauli, in de plaats van de welbekende formule van Boltzmann [8]). De grootheden k en T zijn resp. de constante van Boltzmann en de absolute temperatuur; de grootheid E_F is de zg. grensenergie of Fermi-energie, die in eerste benadering onafhankelijk is van de temperatuur. Men kan uit (I,1) afleiden dat bij het absolute nulpunt ($T = 0$) alle niveaus waarvoor $E<E_F$ is, bezet zijn: $f(E) = 1$, en alle andere onbezet: $f(E) = 0$. Bij hogere temperatuur is de toestand nauwelijks anders: weliswaar springt de waarde van f nu niet plotseling van 1 op 0 en is er een geleidelijke verandering, maar deze vindt grotendeels plaats in een energiegebied rondom $E = E_F$ dat slechts een geringe breedte heeft. Het is breder naarmate T hoger is (*fig. 4a*). Voor $E = E_F$ is $f(E)$ nu 0,5.

Formule (I,1) is geheel van toepassing op de bezetting der energieniveaus in vaste stoffen, met dien verstande dat een elektron uiteraard geen verboden energiewaarde kan hebben. Bij metalen valt E_F ongeveer in het midden van de geleidingsband (fig. 4*b*). Bij halfgeleiders en bij isolatoren valt E_F in de verboden zone tussen de valentie- en de geleidingsband (fig. 4*c*). Bij niet zeer hoge temperatuur valt bij niet-metalen zelfs het gehele gebied van E-waarden waarbinnen $f(E)$ snel afneemt, ruim binnen

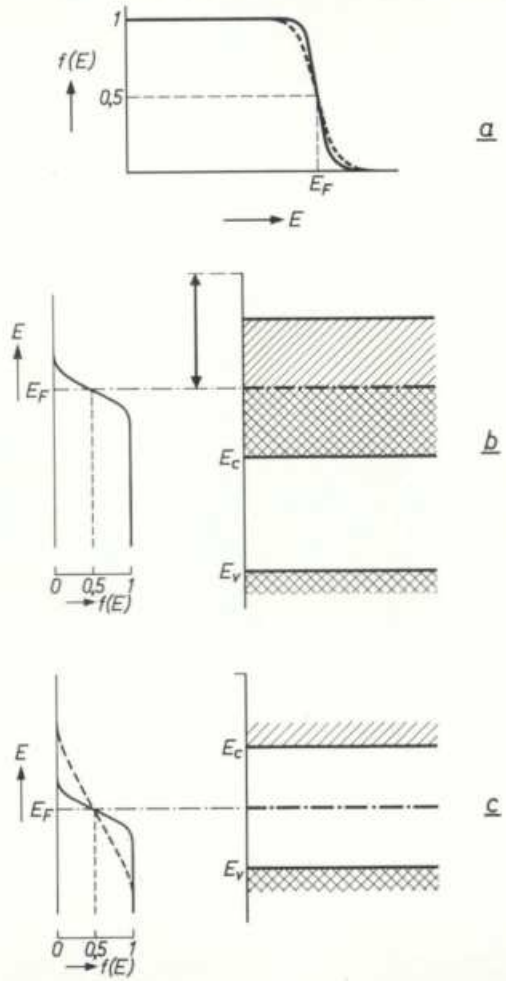

Fig. 4. *a*) De bezetting $f(E)$ van de energieniveaus volgens de formule van Fermi-Dirac. Behalve in een smal overgangsgebied rondom $E = E_F$ zijn voor $E< E_F$ alle niveaus met elektronen bezet en voor $E > E_F$ alle onbezet. De breedte van het overgangsgebied is groter naarmate de temperatuur hoger is (streeplijn).
b) Bandenschema van een metaal. Het Fermi-niveau ligt hier ongeveer in het midden van de geleidingsband. De met een dubbelpijl aangegeven afstand is de zg. thermische uittreearbeid.
c) Bandenschema van een isolator. Het Fermi-niveau ligt in de verboden zone. Is de bandafstand $E_c - E_v$ niet te groot, dan is bij hoge temperatuur het overgangsgebied van de functie $f(E)$ voldoende breed (zie streeplijn) dat enkele elektronen de onderste niveaus van de geleidingsband kunnen bezetten. De isolator is dan een (intrinsieke) halfgeleider geworden.

[8]) De quantumstatistiek vindt men o.m. behandeld in leerboeken als R. C. Tolman, Statistical mechanics with applications to physics and chemistry, New York 1927, of L. D. Landau en E. M. Lifschitz, Statistical physics, Londen 1958. Vgl. ook J. Volger, Fysisch onderzoek bij lage temperatuur, dl. I, Philips techn. T. **22**, 193-198, 1960, speciaal blz. 195 en 196.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de verboden zone. Hiermee is dus een precisering gegeven van de vroegere bewering dat bij een halfgeleider of isolator de geleidingsband geheel onbezet en de valentieband geheel vol is.

Behalve voor het berekenen van de niveaubezetting, is E_F ook een belangrijke grootheid in verband met het volgende. In een afgesloten systeem in thermisch evenwicht kan (per definitie) slechts sprake zijn van één waarde van E_F. Brengt men twee kristallen met verschillende E_F met elkaar in contact, dan grijpen bij het gemeenschappelijke grensvlak zodanige processen plaats dat, na totstandkoming van evenwicht, E_F in beide kristallen — die nu immers samen één gesloten systeem vormen — dezelfde waarde heeft. In het bandenschema van deze met elkaar in contact gebrachte kristallen moet dus de horizontaal die de energiewaarde $E = E_F$ markeert, aan beide kanten van de verticaal die het grensvlak representeert even hoog liggen. Hieruit volgt direct de onderlinge ligging van de banden, omdat de relatieve ligging van E_F in elk kristal onbeïnvloed blijft. In het volgende zullen we van deze regel nog veelvuldig gebruik maken.

Daar de waarde van E_F, zoals uit het voorgaande afgeleid kan worden, afhangt van de ligging van de niveaus en het aantal daarin onder te brengen elektronen, zal E_F voor een halfgeleider van type N (donorcentra in overmaat) hoger zijn dan voor het zuivere materiaal, voor een halfgeleider van type P (acceptorcentra in overmaat) lager.

Ook de niveaubezetting van een verlichte halfgeleider, een halfgeleider dus waarvan de elektronenconcentratie in de geleidingsband en de gatenconcentratie in de valentieband kunstmatig vergroot zijn, kan soms bij benadering beschreven worden met een formule van de vorm van (I,1) mits men een andere waarde voor E_F invult, de zg. quasi-Fermienergie. De waarde hiervan is voor gaten en elektronen niet dezelfde. Men moet dan dus rekenen met twee quasi-Fermi-niveaus; dat voor de elektronen ligt boven het gewone, dat voor de gaten eronder.

De energie E_F is identiek met de uit de thermodynamica bekende (elektro)chemische potentiaal der elektronen. Deze laatste heeft, zoals bekend, in een afgesloten systeem dat zich in thermisch evenwicht bevindt, overal dezelfde waarde.

Er zij op gewezen dat formule (I,1) geldt voor een „gas" van vrije elektronen. De elektronen die zich in het periodieke potentiaalveld van een kristalrooster bewegen, mogen formeel als vrij beschouwd worden mits men diverse fysische grootheden die voor de beschrijving van hun gedrag nodig zijn, vervangt door zg. pseudo- of „effectieve" grootheden. Dit geldt b.v. voor de massa, de niveaudichtheid, enz.

Met behulp van formule (I,1) kan men gemakkelijk bewijzen dat, zoals hierboven vermeld werd, het produkt van de concentraties n en p van resp. de geleidingselektronen en de gaten alléén afhangt van de bandafstand $(E_c - E_v)$ en de temperatuur. Zijn er boven in de valentieband N_v niveaus per cm³ — dit is de zojuist bedoelde effectieve niveaudichtheid — en onder in de geleidingsband N_c, dan geldt, als E_F niet te dicht bij E_v of E_c ligt (d.w.z. als $n \ll N_c$ en $p \ll N_v$ is):

$$n = N_c \exp\left[-(E_c - E_F)/kT\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(I,2a)}$$

en

$$p = N_v \exp\left[-(E_F - E_v)/kT\right]. \quad . \quad . \quad . \quad \text{(I,2b)}$$

Hieruit volgt:

$$np = N_c N_v \exp\left[-(E_c - E_v)/kT\right]. \quad . \quad . \quad . \quad \text{(I,3)}$$

De grootheid N_c wordt gegeven door de betrekking:

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi\, m_n^*\, kT}{h^2}\right)^{3/2}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad \text{(I,4)}$$

Hierin is h de constante van Planck, en m_n^* de zg. effectieve massa van een elektron in de geleidingsband. Vervangt men m_n^* door m_p^*, de effectieve massa van een gat, dan verkrijgt men de uitdrukking voor N_v. Daar deze effectieve massa's constant zijn, hangt dus inderdaad np alleen af van $(E_c - E_v)$ en T.

Levensduur en beweeglijkheid van ladingdragers

Een door bestraling of door thermische excitatie vrijgemaakt elektron zal na zekere tijd weer recombineren met een gat. De tijd τ die gemiddeld verloopt tussen de momenten van excitatie en recombinatie wordt de levensduur van de ladingdrager genoemd. Men kan gemakkelijk inzien dat de verhoging Δn van de evenwichtsconcentratie der ladingdragers die bij een constante bestraling optreedt, des te groter zal zijn naarmate τ groter is. De levensduur τ bepaalt derhalve de gevoeligheid van een fotogeleider, d.i. de mate waarin het geleidingsvermogen verandert wanneer men de verlichtingssterkte varieert (een nauwkeuriger definitie is voor ons doel niet nodig).

Het verband tussen τ en Δn kan snel worden afgeleid met behulp van de overweging dat in een evenwichtstoestand het aantal per tijdseenheid gecreeerde ladingdragers gelijk moet zijn aan het aantal dat verdwijnt. Het aantal per cm³ en per seconde door het licht vrijgemaakte elektronen zij G. Het aantal per seconde verdwijnende vrije elektronen is gemiddeld gelijk aan $\Delta n/\tau$. We vinden dus:

$$G = \Delta n/\tau, \quad \text{of } \Delta n = G\tau. \quad . \quad . \quad . \quad \text{(I,5)}$$

De extraconcentratie is dus recht evenredig met τ. Voor gaten geldt een analoge formule. We merken hier reeds op dat τ niet altijd constant is, maar soms ook zèlf van de verlichtingssterkte afhangt. (Dit komt in het derde artikel nog ter sprake.) Voorlopig laten we deze complicatie buiten beschouwing.

Bevestigt men aan een blokje van het halfgeleidende materiaal twee elektrodes en legt men een spanning aan, dan bewegen de vrije elektronen zich met een gemiddelde snelheid v die evenredig is met

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

de in het materiaal teweeggebrachte veldsterkte F. In formule:

$$v = -\mu F. \quad \ldots\ldots \quad (I,6)$$

De evenredigheidsfactor μ is de zg. beweeglijkheid van de elektronen; het minteken drukt uit dat de elektronen zich tegen het veld in bewegen. Voor de stroomdichtheid j_f van de fotostroom, die gelijk is aan $-\Delta nev$, volgt uit de formules (I,5) en (I,6):

$$j_f = -\Delta nev = \mu\tau eFG \quad \ldots \quad (I,7)$$

(e is de absolute waarde van de lading van het elektron). De grootte van het elektronenaandeel van de fotostroom wordt dus, behalve door de veldsterkte en de verlichtingssterkte, bepaald door het produkt $\mu\tau$; deze grootheid is karakteristiek voor de stof. Men moet hierbij echter bedenken dat μ soms van de veldsterkte afhangt, zo goed als τ soms afhangt van de verlichtingssterkte. Ter onderscheiding zullen we in het volgende grootheden die betrekking hebben op elektronen, voorzien van de index n, en die welke betrekking hebben op gaten, van de index p.

Behalve door een aangelegd veld kan ook een stroom van ladingdragers ontstaan ten gevolge van een concentratiegradiënt. Zo'n diffusiestroom, die essentieel is voor het gedrag van halfgeleiderdiodes en transistors [7]), is evenredig met de grootte van de concentratiegradiënt. De evenredigheidsfactor, de diffusiecoëfficiënt D, is met de beweeglijkheid verbonden door de relatie van Einstein:

$$D = \frac{kT}{e}\mu. \quad \ldots\ldots \quad (I,8)$$

Beschouwen we een elektronenstroom in één bepaalde richting (x), dan luidt daarvoor de volledige stroomvergelijking dus:

$$\Delta j_{n,x} = \Delta n\, e\, \mu_n F_x + eD_n \frac{d(\Delta n)}{dx}. \quad (I,9)$$

De eerste term van het rechterlid correspondeert met de veldcomponent, de tweede met de diffusiecomponent.

De invloed van metalen contacten op de stroom-spanningkarakteristiek van een halfgeleider

In het voorgaande is stilzwijgend aangenomen dat, wanneer op een bepaalde plaats in de halfgeleider ladingdragers b.v. naar rechts bewegen, zo maar een even groot aantal van links kan toevloeien. Midden in een homogeen stuk materiaal van niet te kleine afmetingen is dit inderdaad het geval, in de buurt van een contact echter dikwijls niet. Het gevolg hiervan is dat de contacten die men op een stuk halfgeleidend materiaal aanbrengt, om b.v. een spanning te kunnen aanleggen, een aanzienlijke invloed kunnen hebben op de stroom-spanningkarakteristiek van het geheel. Dit geldt zowel voor verlichte als voor niet-verlichte halfgeleiders. We zullen in het volgende aanvankelijk niet-verlichte halfgeleiders behandelen en daarna aangeven in hoeverre de gegeven beschouwing van toepassing blijft wanneer het materiaal verlicht wordt.

Al naar hun invloed op de stroom-spanningkarakteristiek van de combinatie contact-halfgeleider onderscheidt men in de praktijk: a) contacten die de karakteristiek van het geheel niet veranderen — men noemt deze meestal „ohmse" contacten — en b) contacten die dat wèl doen. De laatste laten meestal de stroom in de ene richting beter door dan in de andere, ze worden daarom gelijkrichtende of blokkerende contacten genoemd. Een enkele maal ontmoet men combinaties met een karakteristiek die wel symmetrisch maar niet lineair is. We merken nog op dat deze indeling puur fenomenologisch is, en dat het gedrag van een contact kan afhangen van de sterkte van de stroom.

Het gedrag van een combinatie contact-halfgeleider wordt bepaald door het gebeuren in het laagje van de halfgeleider dat direct aan het als contact fungerende metaal grenst. In het volgende verstaan we dan ook onder „contact" het metaal plus het daaraan grenzende deel van de halfgeleider. We gaan thans nader bezien wat zich in het contact afspeelt, en zullen daarbij vanzelf een classificatiecriterium ontmoeten dat gebaseerd is op meer fundamenteel fysische aspecten.

In het algemeen bezitten halfgeleider en metaal een verschillende thermische uittreearbeid voor elektronen (vgl. fig. 4), d.w.z. hun E_F-waarden verschillen. Worden ze nu met elkaar in contact gebracht, dan gaan dientengevolge elektronen van de ene in de andere stof over, waardoor beide geladen worden. Er ontstaan dus op het grensvlak een elektrische dubbellaag. Doordat in het metaal per cm^3 een zeer groot aantal beweeglijke ladingdragers beschikbaar is, kan de lading daarvan nagenoeg als zuivere oppervlaklading aanwezig zijn. In de halfgeleider kan de lading slechts gevormd worden door het toe- of afvloeien van een (per cm^3) zeer beperkt aantal beweeglijke ladingdragers, en dit dient dus over een aanmerkelijke diepte te geschieden om de voor de dubbellaag vereiste lading op te leveren. Hier veroorzaakt het in contact brengen dus het ontstaan van een ruimtelading.

In *fig. 5a* ziet men het bandenschema van het contact van een metaal met een niet-verlichte halfgeleider van type N waarvan de thermische uit-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

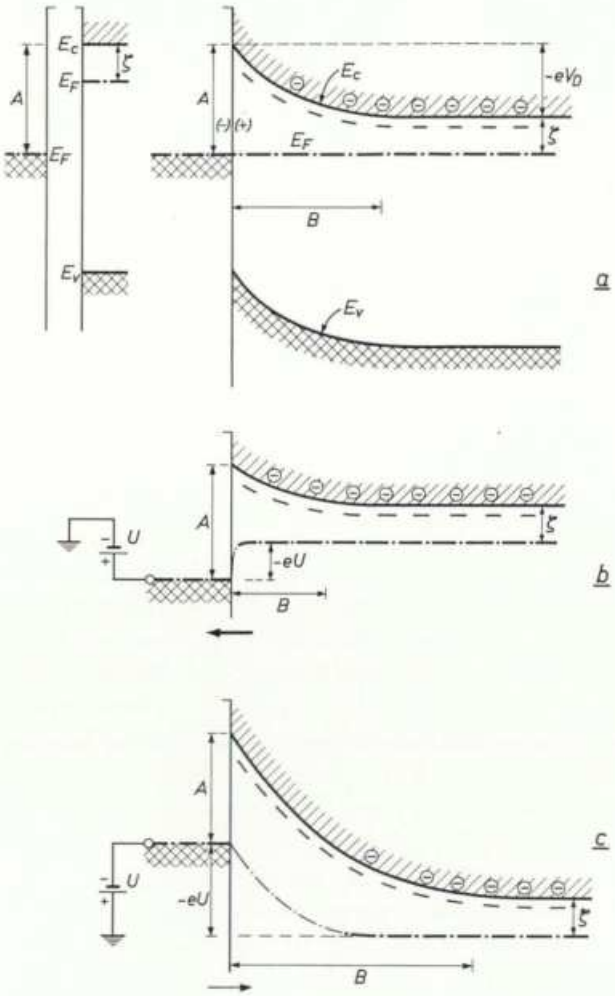

Fig. 5. *a*) Bandenschema van het contact tussen een metaal en een halfgeleider voor het geval dat de thermische uittreearbeid van de halfgeleider kleiner is dan die van het metaal, d.w.z. voor een geval waarbij vóór het tot stand komen van het contact het Fermi-niveau in de halfgeleider het hoogst ligt (zie het schetsje links). Bij het tot stand brengen van het contact worden de Fermi-niveaus gelijk, maar de grenzen van de banden blijven in het grensvlak op hun plaats: er gaan als het contact tot stand komt, zoveel elektronen van de halfgeleider over in het metaal — gevolg van het verschil in E_F-waarde — dat er een elektrische dubbellaag gevormd wordt die deze toestand in stand houdt. De positieve lading in de halfgeleider ontstaat doordat vrije elektronen wegvloeien en gebonden gaten overblijven. Het is derhalve een ruimtelading (dikte B). De banden zijn in dit ruimteladinggebied gekromd. Buiten dit gebied heeft $E_c - E_F$ weer de waarde ζ die karakteristiek is voor het ongestoorde materiaal. De negatieve lading in het metaal is te beschouwen als een oppervlaklading; de kromming van de banden in het metaal kan derhalve worden benaderd door een sprong. In de grenslaag bestaat er voor de vrije elektronen een potentiaalbarrière ter grootte V_D. (Soms wordt het energieverschil A barrièrehoogte genoemd.)
b) Bandenschema van hetzelfde contact na het aanleggen van een spanning U zodanig dat het metaal positief is. De potentiaalbarrière is verlaagd met een bedrag eU, en het gebied waar zich de positieve ruimtelading bevindt, is smaller (B kleiner). In dit geval laat het contact de stroom door.
c) Idem, maar met omgekeerde spanning (het metaal negatief). De barrière is verhoogd en B is groter geworden. In dit geval blokkeert het contact. In de grenslaag is het Fermi-niveau met een dunne lijn getekend om aan te duiden dat er in een groot deel van deze laag geen thermisch evenwicht heerst; deze dunne lijn geeft het verloop aan van de quasi-Fermi-energie van de elektronen.

treearbeid kleiner is dan die van het metaal, d.w.z. waarvan het Fermi-niveau hoger ligt. Bij het tot stand komen van het contact gaan hier derhalve elektronen over van de halfgeleider naar het metaal. De positieve ruimtelading in de halfgeleider wordt gevormd door de geïoniseerde donorcentra welker positieve lading in de grenslaag niet meer gecompenseerd wordt; de concentratie aan vrije elektronen is in de grenslaag uiterst klein.

Het aanwezig zijn van een ruimtelading in de grenslaag van de halfgeleider komt in het bandenschema tot uiting in een kromming van de banden in deze laag (we vatten ditmaal de horizontale coördinaat dus inderdaad op als afstand tot het grensvlak). Zodra zich evenwicht heeft ingesteld, moet zich nl. het Fermi-niveau in het metaal en in de halfgeleider op dezelfde hoogte bevinden, terwijl tegelijkertijd in het grensvlak de afstand tussen het Fermi-niveau van het metaal en de onderkant van de geleidingsband van de halfgeleider, de zg. thermische uittreearbeid A van metaal naar halfgeleider, niet veranderd mag zijn. De waarde van A wordt slechts bepaald door de aard van de contactmaterialen en is in eerste benadering onafhankelijk van de (altijd kleine) elektronenconcentratie in de halfgeleider. Op grote afstand van het grensvlak daarentegen heeft in de halfgeleider het energieverschil ζ tussen de geleidingsband en het Fermi-niveau de waarde die voor dit materiaal zonder contacten geldt. Zoals men ziet, is er bij een contact van dit type een potentiaalbarrière met hoogte V_D en breedte B. De energie $-eV_D$ is gelijk aan het in het begin genoemde verschil in E_F-waarde. De grootheid V_D wordt ook wel diffusiepotentiaal genoemd.

De kromming van de banden in de buurt van een contact hangt af van de ruimteladingsdichtheid ϱ. Daar de elektrostatische potentiaal V en de potentialen $-E_c/e$ en $-E_v/e$ slechts een constante verschillen, is het verloop van de banden identiek met dat van V. Men kan dit verloop afleiden uit de vergelijking van Poisson, die in één dimensie luidt:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\varrho}{\varepsilon}. \qquad \text{(I,10)}$$

Hierin is ε de diëlektrische constante van het medium. Grote krommingen, d.w.z. smalle barrières, kunnen alleen optreden wanneer een grote ruimteladingsdichtheid opgebouwd kan worden. Bij een metaaloppervlak kunnen scherpe knikken optreden en dus sprongen in de potentiaalverdeling; in een sterk gedoteerde halfgeleider (met dus veel donor- of acceptorniveaus) nauwe, steile barrières, in een zwak gedoteerde halfgeleider brede, flauw hellende barrières.

Het feit dat een contact van het type van fig. 5*a* bij het aanleggen van een spanning U als gelijkrichter kan werken, kan men kwalitatief als volgt duidelijk maken. Zoals reeds werd opgemerkt, is de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

concentratie aan vrije elektronen in de grenslaag uiterst gering, zodat de weerstand van deze laag hoog is. Het is zeer goed mogelijk dat deze weerstand die van het geheel volledig bepaalt. Poolt men de spanningsbron zo dat het metaal positief is ten opzichte van de halfgeleider (fig. 5*b*), dan wordt de grenslaag dunner. Het meest verarmde deel verdwijnt daarbij — de E_c-kromme blijft gelijk aan die van fig. 4a maar de grens ligt meer naar rechts — en de weerstand wordt derhalve veel kleiner. Dit is des te sterker het geval naarmate U groter is. De stroom zal in dit geval dus sterk met U toenemen. Poolt men de spanningsbron andersom (fig. 5*c*), dan wordt de grenslaag dikker en zijn weerstand groter, en wel ook hier des te meer naarmate U groter is. De stroom neemt daardoor slechts weinig toe met U en wordt bij grote U nagenoeg constant.

Berekeningen van de karakteristiek van een blokkerend contact vindt men in een aanhangsel van dit artikel. Er wordt daar zowel een berekening gegeven volgens de zg. diodetheorie — deze geldt voor het bijzondere geval dat de breedte B van de barrière klein is ten opzichte van de vrije weglengte van elektronen die een voldoend grote kinetische energie hebben om de potentiaalbarrière te kunnen passeren, maar niet zo klein dat het tunneleffect kan optreden — als volgens de diffusietheorie. In beide gevallen blijkt de dichtheid j_n van de elektronenstroom te worden beschreven door een formule van de vorm:

$$j_n = \text{const.} \times \exp[eU/kT - 1] . \quad . \quad (I,11)$$

De constante is evenwel in beide gevallen niet dezelfde.

In *fig. 6* ziet men het bandenschema van een contact waarbij het metaal de kleinste uittreearbeid bezit. In dit geval „injecteert" het metaal elektronen in de halfgeleider en is er in de grenslaag dus een negatieve ruimtelading. Bij een halfgeleider van type N is de elektronenconcentratie in de grenslaag hier dus groter dan elders (en hetzelfde geldt daar derhalve voor het geleidingsvermogen). Doordat er géén potentiaalbarrière is, kan zo'n „injecterend" contact niet blokkeren; volkomen onafhankelijk van de stroomrichting is zijn weerstand natuurlijk niet.

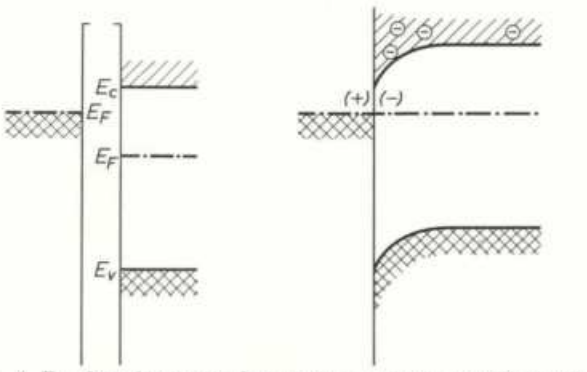

Fig. 6. Bandenschema van het contact van een metaal en een halfgeleider van type N met *grotere* thermische uittreearbeid (Fermi-niveau lager) dan die van het metaal. Links is weer de situatie vóór het tot stand komen van het contact geschetst. Er is hier in de halfgeleider een negatieve ruimtelading die geconcentreerd is in een dunne laag. Er is géén potentiaalbarrière.

Hebben het metaal en de halfgeleider een gelijke uittreearbeid, wat in de praktijk slechts zelden voorkomt, dan spreekt men van een „neutraal" contact (*fig. 7*). In zo'n contact treedt ook bij het aanleggen van een uitwendig veld geen enkele veldvervorming op, zodat de stroom-spanningkarakteristiek geheel bepaald wordt door de homogene halfgeleider en dus lineair is (wet van Ohm).

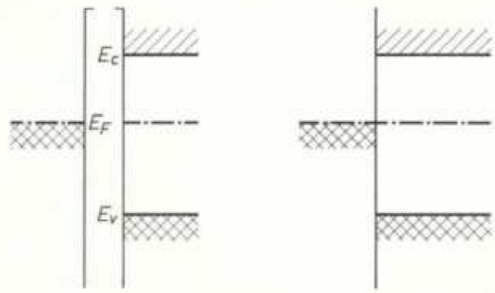

Fig. 7. Bandenschema van een metaal in een halfgeleider met *gelijke* thermische uittreearbeid (zg. neutraal contact). Als het contact tot stand gebracht wordt, treedt noch in het metaal noch in de halfgeleider enige verandering op.

Ook een injecterend contact volgt de wet van Ohm vrijwel, en wel des te beter naarmate de breedte van de beter geleidende overgangslaag (globaal van de orde van grootte van 1 μm) kleiner is ten opzichte van de lengte van de halfgeleider. Is deze lengte evenwel zèlf zeer klein (dunne laag), dan kan het gebied van door injectie vergroot geleidingsvermogen de gehele laag beslaan. Bij aanleggen van een spanning vloeit er dan een relatief sterke stroom die sterker dan evenredig toeneemt met de spanning (zg. superlineair gedrag). Deze stroom wordt slechts begrensd door de ruimtelading gevormd door de onderweg zijnde ladingdragers.

De karakteristiek van het contact van een metaal met een verlichte halfgeleider kan men op dezelfde wijze berekenen als in het onverlichte geval, wanneer de bezetting van de niveaus in de geleidingsband, hoewel in hoofdzaak veroorzaakt door het fotoeffect, beschreven mag worden met de formule van Fermi-Dirac. Dit is alleen mogelijk als men de beschouwing mag beperken tot één soort ladingdragers; uiteraard moet men in de formule E_F dan vervangen door de hierboven besproken quasi-Fermi-energie voor het desbetreffende soort ladingdrager.

Bij sterke verlichting kan de niveaubezetting zo

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

sterk veranderen dat het contact erdoor van type verandert. Ingeval men de bezetting inderdaad door een quasi-Fermi-energie kan beschrijven, is de oorzaak hiervan direct in te zien: door de verlichting is het quasi-Fermi-niveau zo ver verschoven dat het de E_F-waarde van het metaal gepasseerd is.

Bij een verlichte halfgeleider of isolator kan de stroom alleen zo sterk zijn als uit formule (I, 7) volgt, als de „nalevering" van ladingdragers aan het contact geen moeilijkheden geeft. Men heeft hiervoor blijkens het voorgaande dus contacten nodig die injecteren en die bovendien bij de sterkst voorkomende verlichting niet van type veranderen. Het is evenwel vaak onmogelijk materialen met de juiste uittree-energie te vinden; bovendien hangt deze zeer sterk af van de toestand van het oppervlak. Vaak kan men betrouwbare injecterende contacten verkrijgen door, wanneer men b.v. met een fotogeleider van type N werkt, als contact een zodanig metaal te kiezen dat dit als donor werkt wanneer het in de halfgeleider ingebouwd wordt. Dit laatste kan geschieden door diffusie. Er ontstaat dan een dun laagje van type N dat zeer sterk geleidend is (symbool: N^+) en met de rest van de fotogeleider een zg. N^+-N-overgang vormt. Deze overgang heeft nagenoeg dezelfde elektrische eigenschappen als een injecterend contact. Het bandenschema ervan vindt men in *fig. 8*; dit lijkt inderdaad sterk op dat van een injecterend contact (fig. 6). Een verschil is gelegen in de aanwezigheid van een barrière aan de grens van het metaal en de N^+-laag. Door de hoge donorconcentratie in de N^+-laag is deze barrière echter zeer smal. Hierdoor is het mogelijk dat van de elektronen waarvan de kinetische energie kleiner is dan de barrièrehoogte, een flink deel de barrière kan passeren door het tunneleffect. Men mag de barrière derhalve in eerste benadering als afwezig beschouwen.

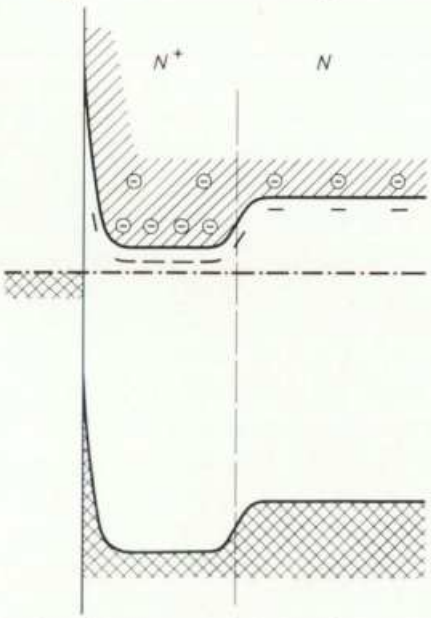

Fig. 8. Bandenschema van een injecterend contact dat verkregen is uit een blokkerend contact door atomen van het metaal in de halfgeleider te laten diffunderen. Indien deze atomen als donors kunnen fungeren, verkrijgt men in de grenslaag een grote concentratie aan vrije elektronen. Deze grenslaag vormt ter plaatse van de verticale streeplijn met de rest van de halfgeleider een injecterend contact (zg. N^+-N-overgang), en met het metaal een contact dat weliswaar blokkerend is, maar waarvan de potentiaalbarrière zo smal is dat ook energiearme elektronen deze gemakkelijk kunnen passeren, dank zij het tunneleffect.

Het gedrag van een fotogeleider met blokkerende contacten

We willen thans het gedrag nagaan van een verlichte fotogeleider die voorzien is van contacten die we veronderstellen volkomen blokkerend te zijn, contacten dus waaruit in 't geheel geen ladingdragers — elektronen uit de katode en gaten uit de anode — de stof kunnen binnentreden. Verder veronderstellen we dat de stof in onverlichte toestand een isolator is. We beginnen daarbij met het geval dat beide soorten ladingdragers een goede beweeglijkheid hebben.

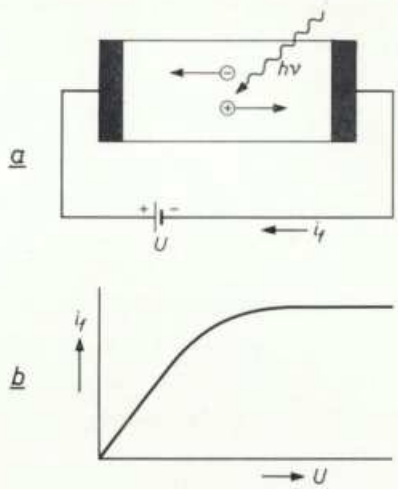

Fig. 9. *a*) Schematische voorstelling van het vloeien van de fotostroom i_f in een halfgeleider waarin beide soorten ladingdragers een goede beweeglijkheid hebben en die voorzien is van volkomen blokkerende contacten.
b) De fotostroom i_f, bij constante verlichtingssterkte, als functie van de aangelegde spanning U. Bij kleine U treedt in merkbare mate recombinatie op; bij grote U bereiken nagenoeg alle ladingdragers de desbetreffende elektrode. De stroom is dan onafhankelijk van U (verzadiging) en gelijk aan het aantal per seconde door het licht vrijgemaakte ladingdragers (quantumrendement = 1).

Legt men aan een dergelijk schakelingselement een spanning aan, dan bewegen de door het foto-effect vrijgemaakte ladingdragers zich in de richting van de desbetreffende elektrode, en er gaat een constante stroom lopen (*fig. 9a*). Indien de aangelegde spanning relatief laag is, zal een aanmerkelijk deel van de ladingdragers onderweg recombineren en dus

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

niet de elektrode bereiken. De stroom is dan dus kleiner dan met het per seconde vrijgemaakte aantal ladingdragers overeenkomt. Naarmate de aangelegde spanning hoger is, zullen de ladingdragers gemiddeld een kortere tijd nodig hebben om van de plaats van hun ontstaan naar de desbetreffende elektrode te stromen, zodat de kans op recombinatie kleiner wordt. Bij een nog grotere veldsterkte zullen zelfs alle ladingdragers die door het licht zijn vrijgemaakt, uit de fotogeleider weggezogen zijn voor ze gelegenheid gehad hebben te recombineren. Een verdere verhoging van de spanning zal dan geen toeneming van de fotostroom meer tot gevolg hebben: de fotostroom is verzadigd (zie fig. 9*b*). In deze situatie, die analoog is met die in een vacuümfotocel, is het aantal ladingdragers dat door een doorsnede van de uitwendige stroomketen vloeit, gelijk aan het aantal excitaties dat in dezelfde periode door de lichtquanta is veroorzaakt. De verhouding η van deze beide aantallen wordt meestal het quantumrendement genoemd. Voor de hier beschreven halfgeleider is het quantumrendement dus ten hoogste gelijk aan één. Men kan afleiden dat geldt:

$$\eta = \frac{\tau_n}{T_n} + \frac{\tau_p}{T_p}. \qquad \ldots \quad (I,12)$$

Hier is T de zg. oversteektijd, d.w.z. de tijd die een ladingdrager nodig heeft om zich, als hij niet gevangen wordt, van het ene contact naar het andere te bewegen.

Doordat de twee soorten ladingdragers door het veld gescheiden worden, zal het veld in de halfgeleider door ruimtelading gemodificeerd kunnen worden. Dit effect, dat sterker is naarmate de verlichtingssterkte groter en de aangelegde spanning lager is, verkleint de fotostroom. Dit kan ertoe leiden dat bij niet te hoge waarden van de aangelegde spanning het verband tussen de fotostroom en de verlichtingssterkte sub-lineair wordt.

Zoals zojuist is opgemerkt, wordt de grootte van de fotostroom bepaald door de mate van recombinatie, of anders gezegd: door de gemiddelde afstand die de ladingdragers kunnen afleggen gedurende hun levensduur τ. Daar hun gemiddelde snelheid μF bedraagt, kan voor deze afstand, de zg. „Schubweg" [9]), geschreven worden:

$$S_n = \mu_n \tau_n F,$$
$$S_p = \mu_p \tau_p F.$$

In een preparaat met een doorsnede van 1 cm² en een elektrodenafstand van d cm worden per seconde Gd paren van ladingdragers gegenereerd. Wanneer deze gemiddeld een weg S_n resp. S_p afleggen, vloeit er, ingeval $S_{n,p} \ll d$ is, in het uitwendige circuit een stroom

$$j = j_n + j_p = G\,d\,e\left(\frac{S_n}{d} + \frac{S_p}{d}\right).$$

Het quantumrendement η wordt dus gegeven door:

$$\eta = \frac{j}{eGd} = \frac{S_n}{d} + \frac{S_p}{d}. \qquad \ldots \quad (I,13)$$

Voeren we de oversteektijd

$$T_{n,p} = \frac{d}{\mu_{n,p} F}$$

in, dan komen we tot de zojuist genoemde formule (I,12):

$$\eta = \frac{\tau_n}{T_n} + \frac{\tau_p}{T_p}.$$

In het beschouwde geval kan de totale Schubweg $(S_n + S_p)$ van een paar ladingdragers nooit groter worden dan d; uit (I,13) blijkt dus opnieuw dat hier het quantumrendement ten hoogste één is. Het hangt weer van het produkt $\mu\tau$ af, in hoeverre deze waarde voor een bepaalde veldsterkte en elektrodenafstand bereikt wordt.

Tot nu toe hebben we gevallen beschouwd waarin beide soorten ladingdragers een flinke beweeglijkheid hadden. Thans zullen we nagaan wat er, bij aanwezigheid van blokkerende contacten, gebeurt als dit voor één soort, b.v. de gaten, niet zo is. Legt men in dit geval een spanning aan, dan zullen de door de bestraling vrijgemaakte elektronen zich wel in de richting van de anode bewegen, maar de gevormde gaten verplaatsen zich vrijwel niet, zodat vooral in de buurt van de katode een overmaat van gaten ontstaat. Door de voortdurende excitatie neemt dit overschot toe, en er ontstaat een sterke positieve ruimtelading. Het elektrische veld gaat zich daardoor concentreren bij de katode, terwijl de rest van de stof veldvrij wordt (zie *fig. 10*). In dit deel vindt recombinatie der ladingdragers plaats zonder dat deze zich verplaatst hebben. Deze ladingdragers leveren dus géén bijdrage tot de fotostroom. De in de katodezone gevormde gaten kunnen, als de veldsterkte daar ten slotte zeer groot is geworden, toch de katode berei-

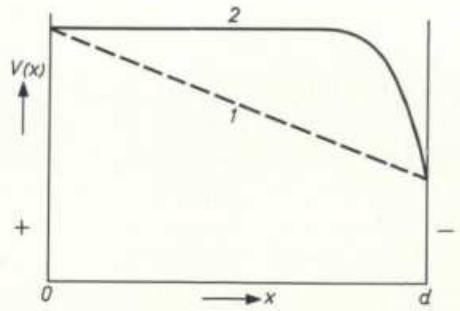

Fig. 10. Potentiaalverdeling in een onverlichte (curve *1*) en in een verlichte (curve *2*) halfgeleider met blokkerende contacten, contactafstand d, en gaten met geringe beweeglijkheid. De kromming van curve *2* wordt veroorzaakt door het optreden van een positieve ruimtelading bij de katode; bij de katode heerst een zeer grote veldsterkte, bij de anode is de veldsterkte nul.

[9]) Deze naam is afkomstig van Gudden en Pohl, die in de jaren '20 veel onderzoek hebben gedaan op het gebied der fotogeleiding. Zie b.v. B. Gudden en R. Pohl, Z. Phys. **16**, 170, 1923, of B. Gudden, Lichtelektrische Erscheinungen, Springer, Berlijn 1928.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ken, en een stationaire toestand treedt in. De fotostroom is evenwel klein, doordat alleen het licht dat in de dunne katodelaag geabsorbeerd wordt, een bijdrage geeft. Wil men met stoffen waarin een der soorten ladingdragers nagenoeg immobiel is, een flinke fotostroom verkrijgen, dan is het noodzakelijk contacten te gebruiken die in voldoende mate ladingdragers naleveren. In de slotparagraaf, die thans volgt, zullen we o.m. zien dat als zodanig, behalve injecterende contacten, ook contacten kunnen fungeren die tot het type van fig. 5 behoren, doch een relatief geringe barrièrehoogte hebben.

Naleverende contacten

We willen thans het zojuist beschreven geval van een halfgeleider die voorzien is van blokkerende contacten en waarin slechts één van beide soorten ladingdragers een goede beweeglijkheid heeft, nog wat nader bezien. We veronderstelden hierboven eenvoudigheidshalve dat de blokkering aan de elektrodes absoluut was, d.w.z. dat er geen enkele ladingdrager uit een contact de halfgeleider kon binnentreden. In de praktijk zal dit in het beschreven geval aan de katode echter meestal wel enigermate gebeuren, doordat daar, ten gevolge van de ruimtelading, de veldsterkte zeer groot is. Heeft men een contact waarbij de barrière vrij laag is, dan kan het zelfs gebeuren dat dit binnentreden van elektronen „eerder" begint dan het afzuigen van de moeilijk bewegende gaten. Dit „eerder" kan, al naar de omstandigheden, betekenen: bij een kleinere aangelegde spanning of bij een kleinere verlichtingssterkte. Hebben spanning en verlichtingssterkte een waarde waarbij het effect kan optreden, dan kan het zijn dat het effect tijdens het zich opbouwen van de ruimtelading inderdaad ook in de tijd eerder een aanmerkelijke grootte bereikt dan het afzuigen der gaten. Is evenwicht ingetreden, dan hebben we hier dus een toestand waarbij onder invloed van de ruimtelading de door licht vrijgemaakte en bij de anode afgezogen elektronen door de negatieve elektrode nageleverd kunnen worden, hoewel we een contact hebben dat tot het type van fig. 5 behoort. Heeft men te doen met een neutraal of een injecterend contact, dan zal reeds een zeer kleine ruimtelading voldoende zijn om de nalevering te bewerkstelligen. (Het elektrische veld verdeelt zich dan nagenoeg homogeen en de stroomspanningskarakteristiek kan vrijwel beschreven worden door de wet van Ohm.)

Een bijzonder aspect van de nalevering is, dat men de levensduur van een elektron formeel niet als geëindigd dient te beschouwen wanneer het de anode bereikt heeft en in de anode is overgegaan, en wel omdat aan de katode een nieuw elektron zijn plaats inneemt. In de betrekking $\eta = \tau/T_n$, die uit (I, 12) afgeleid kan worden door $T_p = \infty$ te stellen, kan de levensduur τ dus formeel groter worden dan de oversteektijd T_n. (De waarde van τ kan men dan vinden door te bedenken dat die gelijk moet zijn aan de levensduur van de — zich niet bewegende — gaten.) Het quantumrendement η kan dus groter dan één worden. Dit is de reden waarom de grootheid η dikwijls ook stroomversterkingsfactor wordt genoemd. Op dit geval is formule (I, 7) van toepassing.

Met het bovenbeschreven mechanisme, waarbij een van beide soorten ladingdragers immobiel is en dientengevolge voor het andere soort het intreecontact injecterend is geworden, wordt de grote gevoeligheid verklaard die met een goede fotogeleider, b.v. CdS, bereikt kan worden. De beweging van gaten in deze stoffen wordt verhinderd doordat ze vastgehouden worden door zg. vangplaatsen („traps"). Bovendien is de aard van deze vangplaatsen hier zodanig, dat ze slechts een kleine kans hebben om geleidingselektronen te vangen, zodat de levensduur en dus de versterkingsfactor aanzienlijk is. In het tweede artikel zullen aard en invloed van de vangplaatsen nog uitvoerig ter sprake komen.

Het gecompliceerde en daardoor schijnbaar onwetmatige gedrag van fotogeleiders dat door de beschreven ruimteladingseffecten optreedt wanneer onvolledig blokkerende maar toch moeilijk naleverende contacten aanwezig zijn, leidde in de jaren '20 de onderzoekers ertoe onderscheid te maken tussen een primaire en een secundaire fotostroom [10]). In gevallen waar het quantumrendement een verzadigingswaarde één had, beschouwde men de stroom als identiek met de primaire. Een quantumrendement groter dan één werd verklaard door aan te nemen dat er in het desbetreffende geval bovendien nog een „secundaire" stroom zou optreden. Sinds duidelijk is dat een dergelijk groot quantumrendement veroorzaakt wordt door het naleveren van elektronen door de contacten, hetgeen geenszins een secundair effect is, bestaat er geen reden het genoemde onderscheid nog langer te handhaven. Wèl kunnen werkelijk secundaire effecten optreden in stoffen die ionengeleiding vertonen. Deze behoren echter tot de categorie die we buiten beschouwing gelaten hebben; ionengeleiding gaat gepaard met chemische veranderingen.

Aanhangsel: Berekening van de karakteristiek van een gelijkrichtend contact

1) We beschouwen eerst het geval dat B klein is ten opzichte van de vrije weglengte van elektronen die een voldoend grote kinetische energie hebben om de potentiaalbarrière in het grensvlak te kunnen passeren; dit is het geval als de concentratie N van de donors zeer hoog is. In dit geval kan men de grenslaag buiten beschouwing laten en geldt de zg. diodetheorie. Nemen we gemakshalve ook aan dat het potentiaalverval buiten de grenslaag klein is, zodat de potentiaaldaling U nagenoeg

[10]) Zie het in [9]) aangehaalde artikel van Gudden en Pohl.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

geheel binnen de grenslaag plaatsvindt, dan mogen we het metaal en de halfgeleider beschouwen als reservoirs die elk in thermisch evenwicht zijn en onderling elektronen uitwisselen. De energie die een elektron ten minste hebben moet om van het ene naar het andere reservoir te kunnen gaan, verschilt voor beide richtingen echter een bedrag eU.

De dichtheid j_{mh} van de partiële elektronenstroom van metaal naar halfgeleider is volgens de geschetste beschouwingswijze (de index n laten we weg):

$$j_{mh} = j_0 \exp\,[-A/kT],$$

en die in de tegengestelde richting:

$$j_{mh} = j_0 \exp\,[(-A+eU)/kT].$$

Voor de dichtheid j van de nettostroom geldt dus:

$$j = j_0 \exp\frac{-A}{kT}\left(\exp\frac{eU}{kT} - 1\right). \quad . \quad . \quad . \quad (I,14)$$

Poolt men de spanningsbron zo dat eU positief is — het metaal is dan positief ten opzichte van de halfgeleider —, dan kan de vorm tussen haakjes groot worden ten opzichte van één (bij $T = 300$ °K is $kT/e \approx 1/40$ volt). Poolt men de spanningsbron echter andersom, dan gaat als $|eU| \gg kT$ is, formule (I, 14) over in:

$$j_{blok} \approx j_0 \exp\,(-A/kT).$$

Hieruit blijkt dat de stroom, als het contact blokkeert, inderdaad relatief zwak is en nagenoeg onafhankelijk van de aangelegde spanning.

2) Is de breedte B van de barrière groot ten opzichte van de vrije weglengte der elektronen, dan wordt de berekening ingewikkelder (diffusietheorie). De formules die we nu, behalve de stroomvergelijking (I, 9), nodig hebben om de karakteristiek van een gelijkrichtend contact te berekenen, kunnen worden afgeleid uit de hierboven gegeven vergelijking van Poisson (I, 10). Indien we mogen aannemen a) dat in de grenslaag de concentratie n der elektronen zo klein is dat deze verwaarloosd mag worden ten opzichte van die van de donors (N) zodat $\varrho \approx Ne$ is, en b) dat N niet afhangt van de plaatscoördinaat x, d.i. de afstand tot het grensvlak, dan vindt men de veldsterkte F, die gelijk is aan $-\mathrm{d}V/\mathrm{d}x$, door (I, 10) éénmaal te integreren. Voor het gebied waarbinnen de banden gekromd zijn ($x<B$), geldt:

$$F = -\frac{Ne}{\varepsilon}(B - x). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I,15)$$

Het verloop van V met x vindt men door nogmaals te integreren. Als men het nulpunt van V geschikt kiest, levert dit

$$V = -\frac{Ne}{2\varepsilon}(B - x)^2. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I,16)$$

Dit verloop is dus parabolisch. De top van de parabool ligt ter plaatse $x = B$. Voor grotere x is V constant, en wel gelijk aan nul.

Daar V ter plaatse $x = 0$ de waarde $-V_D$ moet hebben (vgl. fig. 4), kan men uit (I, 16) een formule voor B afleiden:

$$B = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_D}{eN}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I,17a)$$

Heeft men een uitwendige spanning U aangelegd, dan geldt (mits $n \ll N$ blijft):

$$B = \sqrt{\frac{2\varepsilon (V_D - U)}{eN}}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (I,17b)$$

Voor de waarde $F(0)$ van de veldsterkte in het grensvlak volgt uit (I, 15) en I, 17b):

$$F(0) = -\sqrt{\frac{2eN(V_D - U)}{\varepsilon}}.$$

Ingeval nu de uitwendige spanning U zo is aangelegd dat het contact moeilijk doorlaat (U negatief), kan men voor niet te kleine U de stroomdichtheid direct uit (I, 9) afleiden door de diffusieterm te verwaarlozen en door voor de elektronenconcentratie $n(r)$ en de veldsterkte $F(r)$ de waarden in te vullen die in het grensvlak ($x = 0$) gelden. Aldus vindt men (de index n laten we weer weg):

$$j(U) \approx -n(0)\, e\mu \sqrt{\frac{2eN(V_D - U)}{\varepsilon}}. \quad . \quad . \quad (I,18)$$

Uit deze formule volgt direct dat j slechts zwak van U afhangt.

Legt men de spanning zo aan dat het contact „doorlaat" (U positief), dan is de grenslaag, vergeleken met de toestand bij $U = 0$, veel minder verarmd aan ladingdragers, zodat er tot zeer dicht bij het grensvlak een Boltzmann-evenwicht is. Men mag dan schrijven:

$$n(x) = n(\infty) \exp[-e\{V(x) - U\}/kT].$$

De dichtheid van de diffusiestroom j_{diff} wordt dus:

$$j_{diff} = eD\left(\frac{\mathrm{d}n\,(x)}{\mathrm{d}x}\right)_{x=0} =$$

$$= -n(\infty)\frac{e}{kT}\frac{\mathrm{d}V(0)}{\mathrm{d}x} eD \exp\,[-e\,\{V(0) - U\}/kT],$$

hetgeen met behulp van (I, 8) herleid kan worden tot

$$j_{diff} = n(0)\mu F(0)\, e \exp(eU/kT).$$

Omtrent de veldstroom veronderstellen we dat deze door het aanleggen van U in 't geheel niet verandert (in werkelijkheid neemt hij iets af). Voor de dichtheid van de totale elektronenstroom vinden we dan:

$$j = n(0)\mu F(0)\, e\,\{\exp\, eU/kT - 1\}.$$

Deze formule heeft dezelfde vorm als formule (I, 14), maar verschilt wat betreft de evenredigheidsfactor tussen j en de exponentiële functie. Een formule van deze vorm met nog een andere evenredigheidsfactor geldt voor de karakteristiek van een P-N-overgang[11]). In het derde artikel van deze serie zal van laatstgenoemde formule nog gebruik worden gemaakt.

[11]) Zie o.m. M. Beun en L. J. Tummers, Philips techn. T. **25**, 33-54, 1963 (no. 2).

Samenvatting. In dit eerste artikel van een serie van drie over de fysische grondslagen van de fotogeleiding worden in de eerste plaats enige elementaire begrippen en voorstellingen behandeld zoals het bandenschema; het verschil tussen metalen, halfgeleiders en isolatoren; intrinsieke en extrinsieke halfgeleiders; donor- en acceptorcentra; elektronen- en gatengeleiding; levensduur en beweeglijkheid van ladingdragers, en de formule van Fermi-Dirac voor de bezetting der energieniveaus. Er wordt uiteengezet hoe door absorptie van licht elektronen uit de valentieband of uit stoorcentra in de geleidingsband gebracht worden, waardoor fotogeleiding optreedt. Iets analoogs geldt voor gaten. Tenslotte wordt vrij uitvoerig ingegaan op de eigenschappen van halfgeleiders die zijn voorzien van metalen contacten. De eigenschappen ervan worden bepaald door de onderlinge ligging van het Fermi-niveau van de halfgeleider en dat van het contactmetaal. Als dat van de halfgeleider (voordat er contact gemaakt is) hoger ligt dan dat van het metaal, treedt er in de eerste een grenslaag op die sterk verarmd is aan ladingdragers en een gelijkrichtende werking vertoont. In het andere geval verkrijgt men „injecterende" contacten. Het geheel gedraagt zich dan vrijwel als een zuivere weerstand mits de stroom niet te sterk is. De fotostroom door een geleider met blokkerende contacten is ten hoogste zo sterk als overeenkomt met het aantal door het licht vrijgemaakte ladingdragers. Deze waarde wordt bereikt als de aangelegde spanning zo hoog is dat de oversteektijd van de elektronen klein is ten opzichte van hun levensduur. Zijn er naleverende contacten, d.z. contacten die injecteren of slecht blokkeren, dan kan de fotostroom veel sterker zijn; hierop berust b.v. de grote gevoeligheid van fotoweerstanden van CdS.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

RECENTE WETENSCHAPPELIJKE PUBLIKATIES VAN MEDEWERKERS VAN PHILIPS' LABORATORIA EN FABRIEKEN

Van deze publikaties, voor zover niet met een sterretje * gemerkt, verstrekt de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven, op aanvraag overdrukken.

3201: R. Bleekrode, J. Dieleman en H. J. Vegter: Electron spin resonance on Mn in GaAs (Physics Letters, Amsterdam, **2**, 355-356, 1962, no. 7).

3202: H. B. G. Casimir: Technological advance: a stimulus to basic research (Cherwell-Simon Memorial Lectures 1961 and 1962, blz. 6-24, Oliver and Boyd, Edinburgh/Londen).

3203: N. V. Franssen: The mechanism of the human voice and wind instruments (4th Int. Congress on Acoustics, Kopenhagen 1962, publ. no. G12).

3204: C. M. van der Burgt en A. L. Stuijts: Low-porosity ferrites for high-intensity ultrasonic radiators (als **3203**, publ. no. K22).

3205: E. de Niet, K. Teer en D. L. A. Tjaden: Magnetic recording of audio signals at low tape speeds (als **3203**, publ. no. N11).

3206: C. M. van der Burgt en E. E. Havinga: Finite-strain response of the piezoelectric transducer ceramics Pb-Ba and Pb-Sr zirconate-titanate (als **3203**, publ. no. N18).

3207: A. van Oostrom: Field emission cathodes (J. appl. Phys. **33**, 2917-2922, 1962, no. 10).

3208: A. Claassen en L. Bastings: A study of interferences in the iodometric determination of copper in fluoride medium (Z. anal. Chemie **191**, 401-408, 1962, no. 6).

3209: L. E. Vrenken: High-output fluorescent lamps with circular cross section — The influence of the lamp diameter (Illum. Engng. **57**, 683-687, 1962, no. 10).

3210: N. F. Verster, H. L. Hagedoorn, J. Zwanenburg, A. J. J. Franken en J. Geel: Some design features of the Philips AVF prototype (Nucl. Instr. Meth. **18/19**, 88-92, 1962).

3211: H. L. Hagedoorn en N. F. Verster: Orbits in an AVF cyclotron (Nucl. Instr. Meth. **18/19**, 201-228, 1962).

3212: N. F. Verster en H. L. Hagedoorn: Computer programs for an AVF cyclotron (Nucl. Instr. Meth. **18/19**, 327-335, 1962).
Zie ook Philips techn. T. **24**, 106-120, 1962 (no. 4/5).

3213: H. L. Hagedoorn en N. F. Verster: Analogue computer studies for an AVF cyclotron (Nucl. Instr. Meth. **18/19**, 336-337, 1962).

3214: G. Meijer: Photomorphogenesis influenced by light of different spectral regions (Advng. Front. Plant Sci. **1**, 129-140, 1962).

3215: J. H. Stuy: Transformability of Haemophilus influenzae (J. gen. Microbiol. **29**, 537-549, 1962, no. 3).

3216: C. Haas: On diffusion, relaxation and defects in ice (Physics Letters, Amsterdam, **3**, 126-128, 1962, no. 3).

3217: D. J. van Ooijen, J. H. N. van Vucht en W. F. Druyvesteyn: Superconductivity of $NbSn_2$ (Physics Letters, Amsterdam, **3**, 128-129, 1962, no. 3).

3218: J. J. Wilting: Die Entwicklung auf dem Gebiete der Transistorumformer für Fluoreszenzlampen (Bull. Schweiz. Elektrotechn. Ver. **53**, 1082-1091, 1962, no. 22).

3219: M. L. Verheijke: Calculated efficiencies of a 3×3 in. NaI(Tl) well-type scintillation crystal (Int. J. appl. Rad. Isot. **13**, 583-585, 1962, no. 10).

3220: N. W. H. Addink en A. W. Witmer: Spectrochemical analysis of impurities present in semi-conductors and semi-conductor materials in the part per billion range (IX. Colloquium spectroscopicum internationale, Lyon 1961, deel II, blz. 340-354).

3221: A. W. Witmer en N. W. H. Addink: New graphite-backed electrode for spectrochemical analysis of metals independent of original sample shape (als **3220**, deel II, blz. 405-412).

3222: H. Groendijk: Amplification by longitudinal waves in beam-plasma systems (1962 Northeast Electronics Res. and Engng. Meeting, NEREM Rec. **4**, 184-185, 1962).

3223*: J. S. van Wieringen: Paramagnetische Ionen als Verunreinigungen (Landolt-Börnstein, Zahlenwerte und Funktionen aus Physik, enz., 6e druk, band II, deel 9, blz. 4-17 t/m 4-42, Springer, Berlijn 1962).

3224: H. J. L. Trap en J. M. Stevels: Nouveaux types de verre présentant une conductibilité électronique (Verres et Réfract. **16**, 337-343, 1962, no. 6).

3225: N. W. H. Addink, H. Kraay en A. W. Witmer: The putting to advantage of the absorbing qualities of diluting agents for obtaining 45 degree calibration curves in X-ray fluorescence analysis (als **3220**, deel III, blz. 368-384).

3226: S. van Houten: Investigation of the conduction mechanism in transition metal oxides by means of internal friction measurements

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

(Rep. int. Conf. on the physics of semiconductors, Exeter 1962, blz. 197-201, uitg. Inst. Phys./Phys. Soc., Londen 1962).

3227: S. M. de Veer en H. J. G. Meyer: Infra-red absorption by free electrons in germanium (als **3226**, blz. 358-366).

3228: A. C. Aten, C. Z. van Doorn en A. T. Vink: Direct and phonon-assisted optical transitions in zinc telluride (als **3226**, blz. 696-702).

3229: H. J. van Daal, W. F. Knippenberg en J. D. Wasscher: Mobility of electrons and holes in hexagonal silicon carbide (als **3226**, blz. 783-789).

3230: J. van Laar en J. J. Scheer: Influence of band bending on the photoelectric emission of silicon (als **3226**, blz. 827-831).

3231: H. Bremmer: Electromagnetic wave propagation around the earth (Zomercursus Varenna 1961, Centro Internazionale Matematico Estivo, Istituto Matematico dell'Università, Rome 1962).

3232: H. Bremmer: The pulse solution connected with the Sommerfeld problem for a dipole in the interface between two dielectrics (Electromagnetic waves, red. R. E. Langer, blz. 39-64, Univ. Wisconsin Press, Madison 1962).

3233: Chr. Meyer: Einige Anwendungen von Entladungsblitzröhren in der medizinischen Photographie (I. Int. Kongress für medizinische Photographie und Kinematographie, Düsseldorf 1960, blz. 314-316, Thieme, Stuttgart 1962).

3234: F. Th. Backers en J. H. Wessels: Magnetische Fernsehaufzeichnung mit einer Ein-Kopf-Anlage (Nachrichtentechn. Z. **15**, 644-649, 1962, no. 12).
Zie ook Philips techn. T. **24**, 84-87, 1962 (no. 3).

3235: C. A. A. J. Greebe: The physical properties of grown *P-I-N* junctions in silicon carbide (dissertatie Eindhoven, juni 1962).

3236: A. M. Kruithof, A. A. Padmos, J. de Vries, J. de Groot en A. L. Zijlstra: Spannungsoptische Bestimmung der Wärmeausdehnungen von Gläsern und Metallen (Sprechsaal für Keramik Glas Email **95**, 464-467, 484-487, 518-520 en 691-694, 1962, nos. 17, 18, 19 en 24; **96**, 36-39, 1963, no. 2).

3237: M. J. Sparnaay: Free energy calculations of diffuse double layer systems. The "secondary minimum" (Emulsion rheology, blz. 27-40, Pergamon Press, Oxford 1963).

3238: W. J. Witteman: On vibrational relaxations in carbon dioxide (dissertatie Eindhoven, maart 1963).

3239: A. H. Boonstra, J. van Ruler en M. J. Sparnaay: On the influence of various ambients on the surface conductivity of germanium surfaces (Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **B 66**, 64-69, 1963, no. 2).

3240: A. H. Boonstra, J. van Ruler en M. J. Sparnaay: Surface states on cleaned and oxidized germanium surfaces (Proc. Kon. Ned . Akad. Wetensch. **B 66**, 70-75, 1963, no. 2).

3241: J. W. Steketee en J. de Jonge: Sensitized photoconductivity in anthracene (Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **B 66**, 76-79, 1963, no. 2).

3242: J. H. N. van Vucht: Interaction of Th_2Al and related getters with hydrogen (dissertatie Eindhoven, maart 1963).

3243: C. Weber: A new resistor network for solving Laplace's equation (Proc. IEEE **51**, 252, 1963, no. 1).

3244: J. Haisma en H. de Lang: Mode patterns obtained by tuning a small gas laser (Physics Letters, Amsterdam, **3**, 240-242, 1963, no. 5).

3245: J. J. Scheer en J. van Laar: Photo-emission from semiconductor surfaces (Physics Letters, Amsterdam, **3**, 246-247, 1963, no. 5).

3246: B. Bölger, J. A. W. van der Does de Bye, H. Kalter en H. J. Vegter: Laser action in a GaAs junction (Physics Letters, Amsterdam, **3**, 252, 1963, no. 5).

3247: W. J. Oosterkamp en C. Albrecht: The evaluation of fluoroscopic screens and X-ray image intensifiers (Technological needs for reduction of patient dosage from diagnostic radiology, red. M. L. Janower, blz. 251-270, uitg. Thomas, Springfield, Ill., U.S.A., 1963).

3248: H. B. G. Casimir: Über die statistische Begründung des Nernstschen Wärmetheorems (Z. Phys. **171**, 246-249, 1963, no. 1).

3249: P. J. Severin: Some dynamic aspects of the cathode fall region in a D.C. glow discharge (Physica **29**, 83-92, 1963, no. 1).

3250: H. J. van Daal, W. F. Knippenberg en J. D. Wasscher: On the electronic conduction of α-SiC crystals between 300 and 1500 °K (Phys. Chem. Solids **24**, 109-127, 1963, no. 1).

3251: J. R. van Geuns: Eine kleine Luftzerlegungsanlage mit zwei Gaskältemaschinen zur Gewinnung von flüssigem Sauerstoff (Kältetechnik **15**, 5-10, 1963, no. 1).

3252: A. Claassen en L. Bastings: The determination of lead in carbon and low-alloy steel according to British Standard 1121: Part 41 : 1960 (Analyst **88**, 67-68, 1963, no. 1042).

3253: A. van Oostrom: Temperature dependence of the work function of single crystal planes of tungsten in the range 78-293 °K (Physics Letters, Amsterdam, **4**, 34-36, 1963, no. 1).

3254: C. A. A. J. Greebe: On the frequency dependence of the acousto-electric effect in

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

piezo-electric semiconductors (Physics Letters, Amsterdam, **4**, 45-46, 1963, no. 1).

3255: K. G. Srivastava: A magnetic study of some compounds having the K_2NiF_4 structure (Physics Letters, Amsterdam, **4**, 55-56, 1963, no. 1).

3256: S. Duinker: Search for a complete set of basic elements for the synthesis of non-linear electrical systems (Network theory, blz. 221-250, Pergamon Press, Oxford 1963).

3257: K. M. Adams: A review of the synthesis of linear three-terminal networks composed of two kinds of elements (als **3256**, blz. 65-73).

3258: G. Blasse: The structures of $ZnLiVO_4$ and $ZnLiNbO_4$ (J. inorg. nucl. Chem. **25**, 136-137, 1963, no. 1).

3259: D. J. van Ooijen en J. D. Fast: Electrical resistance of hydrogen-charged iron wires (Acta metallurgica **11**, 211-216, 1963, no. 3).

3260: A. J. Th. Mollet en L. E. Vrenken: Fülldruckmessungen an Inhalten von 0,2 cm^3 und grösser im Druckbereich von 20 bis 100 Torr (Vakuum-Technik **12**, 6-12, 1963, no. 1).

3261: A. J. Bosman en E. E. Havinga: Temperature dependence of dielectric constants of cubic ionic compounds (Phys. Rev. **129**, 1593-1600, 1963, no. 4).

3262: C. McD. Hargreaves: Multiple-beam 'transmission-like' Fizeau fringes in the reflexion interference system (Nature **197**, 890-892, 1963, no. 4870).

3263: D. Polder en A. Baelde: Theory of noise of transistor-like devices (Solid-state electronics **6**, 103-110, 1963, no. 2).

3264: W. F. Druyvesteyn en D. J. van Ooijen: Influence of neutron irradiation at 78 °K on the critical field of superconducting lead (Physics Letters, Amsterdam, **4**, 170-172, 1963, no. 3).

3265: C. J. M. Rooymans: Structure of the high pressure phase of CdS, CdSe and InSb (Physics Letters, Amsterdam, **4**, 186-187, 1963, no. 3).

3266: G. Blasse: The crystal structure of some compounds of the type $LiMe^{3+}Me^{4+}O_4$ and $LiMe^{2+}Me^{5+}O_4$ (J. inorg. nucl. Chem. **25**, 230-231, 1963, no. 2).

3267: J. S. C. Wessels: Separation of the two photochemical systems of photosynthesis by digitonin fragmentation of spinach chloroplasts (Proc. Roy. Soc., Londen, **B 157**, 345-355, 1963, no. 968).

3268: C. W. Berghout: The uniaxial magnetic anisotropy of the F.C.C. cobalt precipitate in copper (Phys. Chem. Solids **24**, 507-516, 1963, no. 4).

3269: P. Massini: Aminotriazolylalanine: a metabolic product of aminotriazole from plants (Acta bot. neerl. **12**, 64-72, 1963, no. 1).

3270: E. W. Gorter: Interactions in various magnetic compounds (J. appl. Phys. **34**, 1253-1259, 1963, no. 4[II]).

3271: C. J. M. Rooymans: A phase transformation in the wurtzite and zinc blende lattice under pressure (J. inorg. nucl. Chem. **25**, 253-255, 1963, no. 3).

3272: C. Wansdronk: Threshold mechanism and masking by noise (J. Acoust. Soc. Amer. **35**, 726-728, 1963, no. 5).

3273: J. D. Wasscher, W. Albers en C. Haas: Simple evaluation of the maximum thermoelectric figure of merit, with application to mixed crystals $SnS_{1-x}Se_x$ (Solid-state electronics **6**, 261-264, 1963, no. 3).

3274: J. C. Courvoisier, W. Haidinger, P. J. W. Jochems en L. J. Tummers: Evaporation-condensation method for making germanium layers for transistor purposes (Solid-state electronics **6**, 265-270, 1963, no. 3).

3275: G. Blasse: The structure of some new mixed metal oxides containing lithium (J. inorg. nucl. Chem. **25**, 743-744, 1963, no. 6).

R 476: M. T. Vlaardingerbroek en K. R. U. Weimer: On wave propagation in beam-plasma systems in a finite magnetic field (Philips Res. Repts. **18**, 95-108, 1963, no. 2).

R 477: M. J. Hogendijk: Random dense packing of spheres with a discrete distribution of the radii (Philips Res. Repts. **18**, 109-126, 1963, no. 2).

R 478: F. H. Stieltjes en G. Diemer: Two-carrier photoconductance (Philips Res. Repts. **18**, 127-146, 1963, no. 2).

R 479: W. Elenbaas: Rate of evaporation and heat dissipation of a heated filament in a gaseous atmosphere (Philips Res. Repts. **18**, 147-160, 1963, no. 2).

RECTIFICATIE

In het artikel „Combinaties van buizen en transistors in een gestabiliseerde gelijkspanningsbron van 2000 V", Philips techn. T. **25**, 1963 (no. 4), moeten in het bovenste gedeelte van fig. 7 de twee weerstanden „47 k" en „22 k" verwisseld worden.

In hetzelfde artikel vervange men op blz. 99, rechter kolom, regel 9, T_2 door T_3.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!